PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 5 — 1. März 1931 — Redaktionsschluß für Nr. 7 am 14. März 1931. — 32. Jahrgang

INHALT:

Zusammenfassende Berichte:

G. Gresky, Über die Verwendung sichtbarer und unsichtbarer, insbesondere ultraroter Strahlen für Nachrichtenübermittlung und Verkehrssicherung. S. 193.

Vorträge von der 12. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 6. und 7. Januar 1931 in Dresden.

L. A. Woodward, Ramaneffekt und Elektrolytische Dissoziation. S. 212.

E. Rexer, Diffussion von Natrium in Steinsalz. S. 215.

H. Teichmann, Über objektive Vergleichsphotometer. S. 216.

H. Teichmann, Über die Temperaturabhängigkeit des Sperrschichtphotoeffektes. S. 216.

R. Suhrmann, Über den Aufbau der emittierenden Oberfläche beim selektiven lichtelektrischen Effekt. S. 216.

R. Fleischer, Die lichtelektrische Elektronenemission an dünnen Kalium- und Caesiumschichten. S. 217.

H. Göthel, Über den äußeren lichtelektrischen Effekt an Phosphoren und seine Abhängigkeit vom Erregungszustand. S. 218.

E. Teller und L. Tisza, Über mehratomige Moleküle. S. 219.

H. Gajewski, Röntgeninterferenzen an zwei- und dreiatomigen Molekülen leichter Gase. S. 219.

A. Naumann, Experimentelle Untersuchungen über die Entstehung der turbulenten Rohrströmung. S. 221.

H. Kurzweg u. H. Möbius, Die Vogelsche Eichkurve des Englerschen Zähigkeitsmessers und die laminare Anlaufströmung. S. 221.

H. Straubel, Piezoelektrische Quarzoszillatoren. S. 222.

E. Grossmann, Versuch über die Ausbreitung des Schalls an einem schwingenden Quarz. S. 222.

L. Bergmann und W. Doerfel, Messungen im Strahlungsfelde einer zwischen zwei parallelen, leitenden Flächen erregten Linearantenne. S. 222.

A. Harnisch, Ein hochselektiver Hochfrequenzverstärker und der experimentelle Nachweis der Seitenbänder bei Modulation. S. 223.

Originalmitteilungen:

E. Hiedemann, Das Ausdehnungs-Hydrometer. S. 223.

N. Gerasimov, Über die Mischungskontraktion von Flüssigkeiten. S. 226.

A. Schükarew u. L. Wereschthagin, Über die Änderung der EK des Zinks bei thermischer Bearbeitung. S. 230.

Beschlüsse der Internationalen Elektrotechnischen Kommission (IEC) über Größen und Einheiten. S. 230.

Besprechungen:

Handbuch der Astrophysik. Bd. III. 1. Hälfte. Teil III. S. 232.

Berichtigung. S. 232.

Tagesereignisse. S. 232.

Personalien. S. 232.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Über die Verwendung sichtbarer und unsichtbarer, insbesondere ultraroter Strahlen für Nachrichtenübermittlung und Verkehrssicherung.

Von Gerhard Gresky.

Inhaltsübersicht:

Allgemeine Grundlagen.

1. Wellenbereiche und ihre Erzeugung.
2. Hilfsmittel zum Nachweis der Strahlung.
3. Ausbreitung, insbesondere ihre Beeinflussung durch atmosphärische Bedingungen.

Spezielle Anwendungen.

1. Optische Telephonie; Modulationsarten der Sender; Empfang der modulierten Strahlung; Reichweiten.
2. Wärmesuchgerät.
3. Sonstige Anwendungen.

Literaturverzeichnis.

Einleitung.

Von der Möglichkeit, Nachrichten mit Hilfe von Lichtstrahlen zu übermitteln, wurde in primitivster Form bereits im Altertum Gebrauch gemacht. Das Verfahren wurde im Laufe der Zeit, besonders im 19. Jahrhundert, unter Ausnutzung der optischen Fortschritte in der Herstellung von Linsen und Spiegeln so vervollkommnet, daß ein einwandfreier Telegraphieverkehr auf Sichtweite mit brauchbarer Geschwindigkeit möglich wurde. Der Empfang wurde auch hierbei lediglich durch Beobachtung mit dem Auge durchgeführt. Physikalisch grundlegend neue Wege konnten erst beschritten werden, als es gelungen war, die Strahlung einer Lichtquelle, z. B. einer Bogenlampe zu modulieren, wodurch die Voraussetzung auch für Telephonieverkehr geschaffen wurde. Für den Empfang wurde dadurch eine Anordnung erforderlich, die die modulierte Strahlung der Lichtquelle hörbar zu machen gestattete.

Da nun inzwischen die elektrische Nachrichtentechnik, insbesondere auch die drahtlose, so große Fortschritte machte, daß mit ihr die Lösung eines drahtlosen Nachrichtenverkehrs in solchem Umfang sicher erschien, wie er der optischen Telephonie wegen ihrer begrenzten Reichweite nie zukommen konnte, so trat naturgemäß die Weiterentwicklung der optischen Nachrichtenmittel stark in den Hintergrund. Erst in neuester Zeit, als man zur drahtlosen Überbrückung von geringen Entfernungen (einige Kilometer) besondere Kleingeräte von geringem Gewicht und für spezielle Zwecke von absichtlich begrenzter Reichweite (Ultrakurzwellen[1])) entwickelte, wandte man auch der Weiterentwicklung der optischen Nachrichtenübermittlung, die für diese Spezialaufgaben besonders geeignet schien, wieder erneute Aufmerksamkeit zu.

Während nun bei dem primitiven optischen Nachrichtenverkehr ausschließlich sichtbares Licht verwendet werden mußte, kann man, wenn man als Empfänger nicht mehr das Auge benutzt, sich auch des ultravioletten oder ultraroten Spektralteils einer Strahlungsquelle bedienen, wodurch sich der Vorteil einer unsichtbaren Nachrichtenübermittlung ergibt.

Die Empfangsvorrichtungen für ultrarote Strahlen haben noch einen anderen Anwendungsbereich. Sie können nämlich zum Aufsuchen solcher Körper dienen, die infolge eines großen Temperaturunterschiedes gegenüber ihrer Umgebung einen bestimmten ultraroten Spektralbereich strahlen (z. B. Schornsteine von Schiffen). Eine solche Vorrichtung wird sinngemäß als Wärmesuchgerät bezeichnet und kann zu einem Hilfsmittel für die Verkehrssicherung ausgenutzt werden.

Allgemeine Grundlagen.

1. Wellenbereiche und ihre Erzeugung.

Die kürzesten Wellen, mit denen eine optische Nachrichtenübermittlung bisher überhaupt möglich war, sind die von Zickler verwendeten ultravioletten Strahlen des Kohlebogens unterhalb von etwa 0,35 μ. Die obere Grenze der Wellen, die zur Zeit für die Nachrichtenübermittlung in Frage kommt, liegt bei etwa 2 μ. Noch längere, insbesondere die längsten Wärmestrahlen, die nur unter komplizierten Versuchsbedingungen erzeugt werden können (Rubenssche Reststrahlenmethode, Quarzquecksilberlampe), kann man neben der Schwierigkeit der Erzeugung auch deswegen nicht verwenden, weil es für diesen Spektralbereich keine hinreichend trägheitsfreien Empfänger gibt. Für den brauchbaren Spektralbereich von 0,22 bis 2 μ kommen folgende Strahlungsquellen für eine praktische Verwendung in Betracht: Für den ultravioletten Teil Quecksilberbogenlampe und Kohlebogenlampe, für den sichtbaren und ultraroten Teil Kohlebogenlampe, Glühlampe und Glimmlampe. Die für die verschiedenen Zwecke benötigten Spektralbereiche grenzt man durch Verwendung entsprechender Glasfilter (12) ab. So erhält man z. B. mit der Quecksilberlampe und einem Nickeloxydfilter (26) ausschließlich ultraviolette oder mit der Bogenlampe und einem Schottschen Glasfilter $RG\,7$ ausschließlich ultrarote Strahlung.

Für Zwecke der Verkehrssicherung ist die obere Grenze der Wellenlänge nicht durch 2 μ festgelegt, da man im Wärmesuchgerät Empfänger verwenden kann, die nicht trägheitslos zu sein brauchen. Die längsten Wellen, die für den Nachweis mit dem Wärmesuchgerät vorkommen, werden von Körpern niederer Temperatur ausgestrahlt, deren Energiemaximum bei etwa 10 μ liegt.

2. Hilfsmittel zum Nachweis der Strahlung.

Zum Nachweis der Strahlung für die Nachrichtenübermittlung und das Wärmesuchgerät benutzt man den „lichtelektrischen" Effekt (Photozelle und Selenzelle) und ihre Wärmewirkungen (Bolometer und Thermosäulen).

Von Zellen für Zwecke der Nachrichtenübermittlung muß neben einer ausreichenden Empfindlichkeit für den verwendeten Wellenbereich eine möglichst große Trägheitslosigkeit verlangt werden. Es scheiden hierfür demnach die integrierenden Empfänger (Bolometer und Thermosäulen), die eine sehr große Trägheit besitzen, auch für Telegraphie vollständig aus.

Von den Photozellen, auf deren Konstruktion und sonstige Einzelheiten hier nicht eingegangen werden soll, da hierüber eine umfangreiche Spezialliteratur vorhanden ist (vgl. Gudden (18)), muß man je nach dem Wellenbereich, mit dem man arbeiten will, die entsprechende Type auswählen. Der maßgebende Unterschied in der spektralen Empfindlichkeit der einzelnen Typen ist durch das Kathodenmaterial bedingt. So liegt z. B. die Resonanzwellenlänge für Kalium bei etwa 0,44 μ, für Cäsium bei 0,52 μ. Eine Steigerung der Empfindlichkeit nach dem roten Ende des Spektrums wurde durch gasgefüllte Natriumzellen erreicht. Man kommt mit der Empfindlichkeit solcher Zellen maximal bis zu einer Grenzwelle von etwa 0,8 μ, die Wellenlänge, bei der noch eine für die Praxis ausreichende Empfindlichkeit vorhanden ist, beträgt etwa 0,6 μ.

1) Auf diesem Gebiet sind besonders Arbeiten von A. Esau und seiner Schule zu nennen. Eine gute Übersicht gibt die Arbeit von Esau und Hahnemann (11).

Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit nach dem langwelligen Ende des sichtbaren Spektrums erhält man unter Ausnutzung der bei der kristallinen Modifikation des Selens entdeckten Eigenschaft, seinen elektrischen Widerstand bei Belichtung zu ändern. Die ersten Versuche mit Lichttelephonie (Simon, Ruhmer) wurden ausschließlich mit Selenzellen als Empfänger gemacht. Über die Eigenschaften der verschiedenen Arten von Selenzellen ist in den zusammenfassenden Arbeiten von Ruhmer (45, 47), Ries (38) und Barnard (3) ausführlich berichtet[1]).

Nachdem man der Nachrichtenübermittlung speziell auf ultraroten Strahlen in neuester Zeit besondere Aufmerksamkeit zugewandt hat, sind durch systematische Arbeiten (Case (6), Coblentz (7), Majorana e Todesco (29), Michelssen (32), Schröter (53, 56), Sewig (58)) neuere Zellen vom Typ der Selenzelle geschaffen worden, die ein Empfindlichkeitsmaximum im Ultrarot haben. Es haben sich Zellen aus kristallinen Stoffen, wie z. B. Antimonit, Molybdänit, Selen-Tellur und Metallschwefelverbindungen (Thallofidezelle) hierfür besonders geeignet gezeigt.

Eine neue Art von Photozellen ist von Schottky (51, 52) und von Lange (22, 23) angegeben worden (vgl. auch Graffunder (14)). Die Zelle besteht aus einer Kupferplatte mit aufgewachsener Kupferoxydulschicht, die eine geeignete Gegenelektrode trägt. Fällt durch die Gegenelektrode auf die Kupferoxydulschicht Licht, so werden Photoelektronen ausgelöst, die einen Photostrom

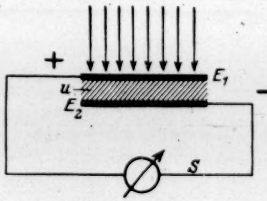


Fig. 1. Schema der Photozelle von Lange (22).

zur Folge haben. Ein Schema der Photozelle von Lange zeigt Fig. 1. Die Zelle kann im Gegensatz zu den übrigen auch ohne Vorspannung betrieben werden. Ihr Empfindlichkeitsmaximum liegt bei etwa 0,8 μ, ihre Grenzwellenlänge bei 6,6 μ[2]).

Eine Übersicht über die spektrale Empfindlichkeit verschiedener „lichtelektrischer" Zellen gibt Fig. 2.

1) Über die Wirkungsweise der Selenzelle wird in der Arbeit von Reichinstein (37) auf Grund neuerer Untersuchungen berichtet.

2) Weitere Arbeiten über Kupfer-Kupferoxydulzellen s. bei Sewig und Runge (48), v. Auwers und Kerschbaum (2).

Für eine gute Wiedergabe der Sprache bei der Nachrichtenübermittlung ist es erforderlich, daß die Stromänderung in der Empfangszelle der auf sie auftreffenden Lichtvariation mit genügender Schnelligkeit folgt. Ein Maß für diese Eigenschaft ist die Trägheit der Zellen, d. h. die Zeit in Sekunden, nach der der Strom im Zellenkreis

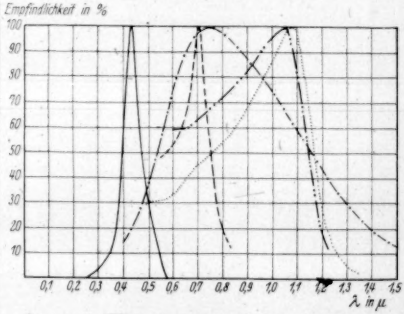


Fig. 2. Spektrale Empfindlichkeit verschiedener Zellentypen.
Kalium-Maschenzelle nach Zickler (72).
---- Selenzelle nach Schröter (53).
- - - - Oxydulzelle nach Lange (22).
- · - · Thalliumzelle Osram T 52 } nach Sewig (58).
· · · · Thalliumzelle von Cema }

vom Moment der Belichtung ab seinen Höchstwert erreicht hat. In Fig. 3 ist für verschiedene Zellentypen der Stromanstieg bei plötzlich einsetzender Belichtung wiedergegeben. Bei den Photozellen hat der Strom bereits nach 10^{-8} sec. seinen Maximalwert erreicht (s. a. Schröter und Lubszynski (54)). Die Zellen vom Typ der Selen- und Thalliumzellen besitzen die größte

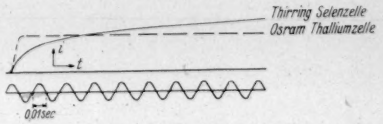


Fig. 3. Stromeinsatz bei plötzlich einsetzender Belichtung nach Sewig (58).

Trägheit, die mit der Schichtdicke wächst. Praktisch brauchbare Telephonieverständigung hat man noch mit Selenzellen von 10^{-1} sec. Trägheit erreicht.

Als Folge der Trägheit ergibt sich bei Wechselbelichtung eine Abnahme der Amplitude des Photostromes mit wachsender Frequenz der Lichtvariation, die am stärksten bei Zellen mit größter Trägheit ist. Fig. 4 zeigt diese Frequenzabhängigkeit für einzelne Zellentypen.

Ein weiteres Erfordernis für eine klanggetreue Telephoniewiedergabe ist Proportio-

nalität zwischen Beleuchtung und Zellenstrom. Diese Proportionalität ist bei Photo- und Kupfer-Kupferoxydulzellen in ihrem Arbeitsbereich streng erfüllt, während sich bei der

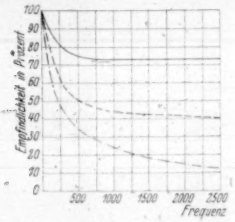


Fig. 4. Frequenzabhängigkeit verschiedener Zellentypen. — Photozelle, $E = 80$ Volt; - - - Photozelle, $E = 90$ Volt; · · · Selenzelle, $E = 100$ Volt.

Thalliumzelle eine geringe Abnahme der Steilheit bei größeren Beleuchtungsintensitäten (über 200 Meterkerzen), bei der Selenzelle dagegen eine starke Steilheitsabnahme bei schwachen Belichtungen zeigt (Fig. 5).

Die Grenze für die praktische Verwendungsmöglichkeit der oben beschriebenen Zellen liegt maximal bei etwa 2 μ. Oberhalb dieser Grenze ist man ausschließlich auf die integrierenden Empfänger (Bolometer und Thermosäulen[1])) angewiesen. Da man nun beim Wärmesuchgerät

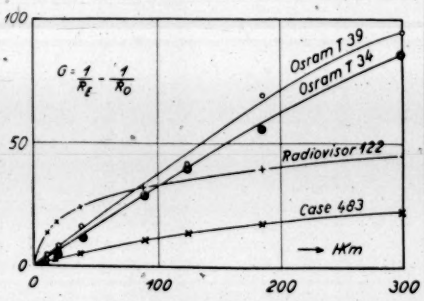


Fig. 5. Abhängigkeit zwischen Photostrom und Belichtung nach Sewig (58).

Strahlungen im Bereich bis etwa 10 μ nachweisen will, kann man hierfür nur Bolometer und Thermosäulen benutzen. Ihre Trägheit ist bei diesen Aufgaben ohne Einfluß, da es sich um den Nachweis unmodulierter Strahlung handelt.

1) Über Bolometer und Thermosäulen siehe zusammenfassende Berichte bei Lecomte (24), Rawlius und Taylor (36), Schäfer und Matossi (49), Voege (65), Westphal (66), Handb. Wien-Harms (68).

3. Ausbreitung, insbesondere ihre Beeinflussung durch atmosphärische Bedingungen.

Die Reichweite, die für eine Nachrichtenübermittlung auf Lichtstrahlen einschließlich der ultravioletten und ultraroten Strahlen theoretisch maximal möglich ist ohne Rücksicht auf die Intensität des Senders und die Empfindlichkeit des Empfängers unter der Annahme eines verlustfreien Zwischenmediums, ist durch die geradlinige Ausbreitung des Lichtes gegeben. Sie ist nur von den Höhen h_1 und h_2 der beiden Stationen abhängig und kann aus dem Ausdruck

$$r = \sqrt{2\varrho(h_1 + h_2)} = 3{,}55\sqrt{h_1 + h_2}\ \text{km}$$

berechnet werden, wobei ϱ (Erdradius) $= 6{,}4 \cdot 10^6$ m gesetzt wurde und h_1 und h_2 in m eingesetzt werden müssen. So würde z. B. bei der Lage der einen Station auf *N.N.*, der anderen in einer Höhe von 1000 m diese Reichweite etwa 110 km betragen. Innerhalb dieser rein geometrischen Grenze wird die Reichweite, wenn man den Einfluß des Zwischenmediums noch unberücksichtigt läßt, durch die für das Ansprechen der Empfangszelle erforderliche Minimalbeleuchtung bestimmt. Für diese Größe gibt Zickler (72) für die von ihm benutzte Kalium-Maschenzelle in Verbindung mit einer Bikonvexlinse von 11 cm Durchmesser folgende Werte an:

1. Normale, gute Hörbarkeit, Minimalbeleuchtung $E_{g\,(\min)} = 4 \cdot 10^{-3}$ *Lx.*
2. Schwache, noch verständliche Hörbarkeit, Minimalbeleuchtung $E_{g\,(\min)} = 4 \cdot 10^{-4}$ *Lx.*
3. Grenze der Hörb., nicht mehr verständlich, Minimalbeleuchtung $E_{g\,(\min)} = 2 \cdot 10^{-5}$ *Lx.*

Unter Zugrundelegung des Schwellenwertes für normale gute Hörbarkeit erhält man für verschiedene Bogenlampen-Scheinwerfer die in Tab. I angegebenen Reichweiten.

Tabelle I.

Abhängigkeit der Reichweite von der Senderstärke (Scheinwerfer mit Goerz-Beck-Kohle).

Stromstärke	Spiegeldurchm. in cm	Lichtstärke in HK.	Reichweite in km
15	25	6×10^6	38
30	35	15×10^6	61
60	60	75×10^6	137
225	110	560×10^6	374
300	200	2000×10^6	707

Nimmt man im Zwischenmedium Absorption an, so besteht zwischen der dann möglichen Reichweite r und der Reichweite bei fehlender Absorption (ideelle Reichweite r_i) die in den

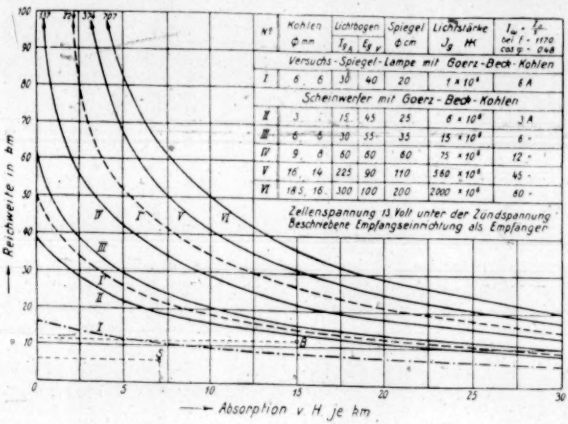


Fig. 6. Abhängigkeit der Reichweite von der Absorption bei verschiedenen Senderstärken nach Zickler (72).

Leitsätzen[1]) für die Bewertung von Scheinwerfern aufgestellte Beziehung $\frac{r}{\sqrt{\left(1-\frac{a}{100}\right)^r}} = r_i$, wobei a die Absorption in Prozenten pro km und r die Reichweite in km ist. Für die Minimalbeleuchtung des Empfängers gilt unter Berücksichtigung der Reichweite bei Absorption die Beziehung

$$E_{g\,(\min)} = \frac{\left(1-\frac{a}{100}\right)^r \cdot I_g}{10^6\, r^2},$$

wobei I_g die Intensität des Senders in Hefnerkerzen bedeutet. Die aus dieser Beziehung in Abhängigkeit von der Absorption errechneten Reichweiten sind für verschiedene Sendeenergien unter Zugrundelegung der Minimalbeleuchtung für gute Hörbarkeit $E_{g\,(\min)} = 4 \cdot 10^{-3}\, Lx$ in Fig. 6 nach Zickler wiedergegeben. (Die Kurven I' und I'' geben die Reichweiten bei schwacher Hörbarkeit bzw. Grenze der Hörbarkeit an). Versieht man den Empfänger an Stelle der den obigen Angaben zugrunde gelegten Linse von 11 cm Durchmesser mit einer entsprechend größeren oder auch mit einem größeren Spiegel, so wächst die Reichweite proportional mit der Oberfläche der Empfangsoptik.

Die Größe des Verlustes der Strahlungsenergie beim Durchdringen des Zwischenmediums ist von den atmosphärischen Bedingungen abhängig. Sie ist maximal bei Regen oder Nebel. Aber auch bei guter optischer Sicht tritt schon ein von der Wellenlänge abhängiger Verlust auf, der jedoch für die Praxis bei sichtbaren und ultraroten Strahlen erst bei sehr großen Reichweiten ins Gewicht fällt, während er bei ultraviolettem Licht schon bei kürzeren Entfernungen bestimmend werden kann. Nach den Messungen von Dawson, Granath und Hulburt (8) ist für verschiedene ultraviolette Wellenlängen folgende Entfernung d in km nötig, um die Intensität des Lichtes auf 1/100 ihres Ausgangswertes herabzusetzen:

λ in μ	0,28	0,25	0,22	0,205
d in km	22	5	0,57	0,20

Oberhalb von 0,3 μ ist der Verlust bei guter Sicht auch für ultraviolettes Licht unmerklich. Bei Regen und Nebel jedoch kommt den Verlusten auch für kleine Reichweiten und für Wellenlängen bis ins ultrarote Gebiet hinein eine ausschlaggebende Bedeutung zu, so daß ihr Einfluß erst durch besondere experimentelle Studien ermittelt werden mußte.

Für die Verluste bei Nebel und Regen sind die absorbierenden und zerstreuenden Eigenschaften der Teilchen maßgebend. Welcher Einfluß im einzelnen Fall bestimmend ist, hängt von der Größe der Teilchen und ihrer Anzahl in der Volumeneinheit, also von der Art des Niederschlags ab. Über die Größenverhältnisse von verschiedenen Niederschlagsarten gibt Tab. II Aufschluß.

Die Größe des absorbierenden Einflusses ist von der Teilchengröße und Anzahl unabhängig und lediglich durch die Wassermenge in der Volumeneinheit bestimmt.

[1]) S. a. Bloch, Lichttechnik. Berlin u. München 1921.

Tabelle II.

Größenverhältnisse bei verschiedenen Niederschlagsarten.

Art des Niederschlags	Niederschlag in mm pro Std.	Durchmesser der Tropfen in mm	mg Wasser pro cbm Luft
leichter Nebel	minimal	0,01	6,0
Nebel	0,05	0,10	55,5
Sprühregen	0,25	0,20	92,6
leichter Regen	1,00	0,45	138,9
mäßiger „	4,00	1,00	277,8
starker „	15,00	1,50	833,3
sehr starker „	40,00	2,10	1851,9
Wolkenbruch	100,00	3,0 bis 5,0	5401,4

Der zerstreuende Einfluß[1]) macht sich je nach dem Verhältnis von Durchmesser der Teilchen zur Wellenlänge verschieden geltend. Wenn die Teilchengröße in die Größenordnung der Wellenlänge fällt, gilt das Lord Rayleighsche Gesetz, wonach die Intensität des abgebeugten Lichtes umgekehrt proportional mit der vierten Potenz der Wellenlänge wächst. Außerdem nimmt sie noch mit der Anzahl der Teilchen in der Volumeneinheit zu. Diese Größenordnung der Teilchen liegt bei Dunst und feinstem Nebel vor. In diesem Fall kann man von der Verwendung langwelligen, besonders ultraroten Lichtes eine erhebliche Verbesserung der Reichweite erwarten. Bei größeren Teilchen, wie sie bei starkem Nebel und leichtem Regen vorkommen, gilt das Lord Rayleighsche Gesetz nicht mehr, sondern der Verlust wächst[2]) zunächst sogar mit Vergrößerung der Wellenlänge und nimmt erst wieder ab, wenn die Wellenlänge so stark vergrößert wird, daß sie wieder in die Größenordnung der Teilchen, also in den Gültigkeitsbereich des Lord Rayleighschen Gesetzes kommt, was bei ultraroten Strahlen erfüllt sein kann. Sind die Teilchen sehr groß im Vergleich zur Wellenlänge (z. B. bei starkem Regen), so sind für die zerstreuenden Wirkungen die geometrisch-optischen Gesetze für Reflexion und Brechung an Wasserkugeln maßgebend, die von der Wellenlänge unabhängig sind.

In welchem Maße Absorption und Streuung zusammenwirken, läßt sich infolge der Abhängigkeit von den verschiedenen Größen nicht im einzelnen übersehen. Man kann daher für die einzelnen Fälle nur durch experimentelle Untersuchungen Aufschluß erhalten. Granath und Hulburt (15) haben an starkem Nebel für Wellen von 0,4 bis 3 μ die Abhängigkeit der durchfallenden Intensität von der Wellenlänge untersucht. Die Schichtdicke, bei der die Intensität auf 1/10 ihres Anfangswertes zurückging, war für verschiedene Wellenlängen folgende:

0,4	0,5	0,6	1,0	2,0	3,0 μ
710	843	910	970	980	980 m

Daraus folgt, daß bei der vorliegenden Konzentration und Größe der Nebelteilchen die nach dem Lord Rayleighschen Gesetz zu erwartende starke Überlegenheit der ultraroten Strahlen durch den Einfluß der Absorption weitgehend kompensiert wurde. Da nun bei natürlichem Nebel systematische Versuche durch die sich dauernd ändernden meteorologischen Verhältnisse sehr erschwert werden, wurden von Anderson (1) Laboratoriumsversuche mit künstlichem Nebel verschiedener Konzentration und Teilchengröße ausgeführt. Er untersuchte einen Nebel aus kleinen und einen aus großen Teilchen für verschiedene durch Filter ausgesiebte Spektralbereiche. Als Maß für die Konzentration hat er den folgenden Kurven Fig. 7 und 8 die prozentuale Durchlässigkeit für tiefrotes Licht (0,7 bis 1,2 μ) zugrundegelegt, die als Abszisse aufgetragen ist, während die Ordinate die Durchlässigkeit in Prozenten angibt[1]). Die Kurven lassen zunächst erkennen, daß bei allen Konzentrationen für beide Nebelarten die Durchlässigkeit für infrarote Strahlen wesentlich größer ist als für das sichtbare Licht. Ferner nimmt das Verhältnis der Durchlässigkeit von ultrarotem zu sichtbarem Licht in beiden Fällen mit wachsender Konzentration zu, weil der Einfluß der Absorption gegenüber dem der Beugung bei wachsender Teilchenzahl langsamer zunimmt. Die Durchlässigkeit für ultrarote Strahlen ist bei Nebel aus kleinen Teilchen (Fig. 8) größer als bei solchem aus großen Teilchen (Fig. 7), weil in letzterem Falle stärkere Absorption vorliegt.

Während sich bei Granath und Hulburt nur eine geringe Überlegenheit in der Reichweite von ultraroten gegenüber sichtbaren Strahlen bei Nebel zeigt, ist dieser Unterschied bei den von Anderson untersuchten künstlichen Nebeln viel größer und besonders groß bei starker Konzentration. Beispielsweise ist bei Nebel großer Teilchen und starker Konzentration bei einer Durchlässigkeit von 5 Proz. für das tiefrote Licht die Durchlässigkeit für das sichtbare Gebiet nur 2 Proz., für das ultrarote (1,05 bis 2,7 μ) hingegen 40 Proz. Der von Granath und Hulburt gefundene geringere Unterschied in der Durchlässigkeit würde bei den künstlichen Nebeln höchstens bei schwächster Konzentration vor-

1) Siehe auch die theor. Arb. von Mie (33), Debye (9) und Stratton (63).

2) Nach Messungen von Rudolph (41) und Gehlhoff und Schering (13).

1) Gemäß Definition für die Konzentration stellt sich die Kurve für tiefrotes Licht als Gerade dar.

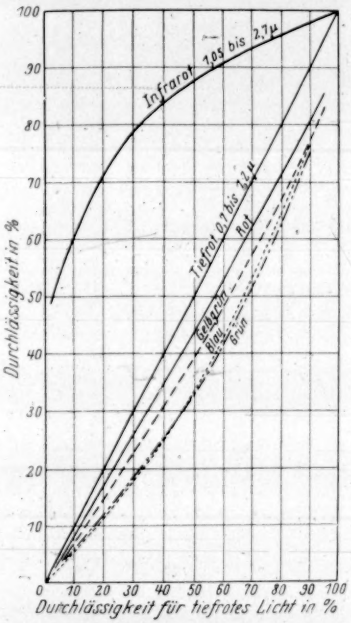


Fig. 7. Durchlässigkeit von Nebel aus kleinen Teilchen nach Anderson (1).

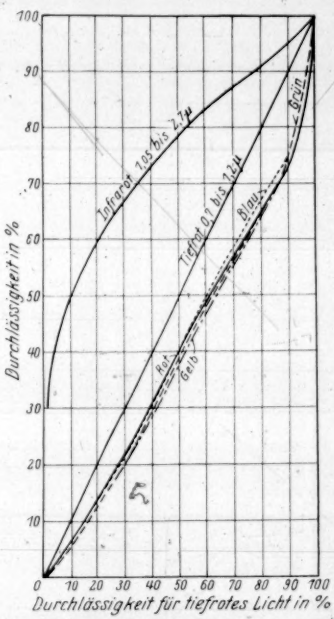


Fig. 8. Durchlässigkeit von Nebel aus großen Teilchen nach Anderson (1).

handen sein, woraus folgt, daß die hier untersuchten künstlichen Nebel viel dichter waren, als im allgemeinen die natürlichen sind.

Auf Grund der Beobachtungen und obigen Überlegungen, daß mit ultraroten Strahlen bei ungünstigen atmosphärischen Bedingungen immer noch die besten Reichweiten erzielt werden können, hat man in neuerer Zeit der Ausgestaltung der optischen Telephonie unter Verwendung von Ultrarotstrahlen erneute Aufmerksamkeit geschenkt.

Spezielle Anwendungen.

1. Optische Telephonie.

Die optische Nachrichtenübermittlung wird man vorwiegend dann anwenden, wenn es sich um den Verkehr nur zwischen zwei Stationen handelt. Zur Erzielung einer möglichst großen Reichweite ist ein intensiver Sender erforderlich, dessen Strahlung man zur weiteren Intensitätssteigerung außerdem noch richten kann. Durch eine sehr scharfe Richtwirkung kann man erreichen, daß auch bei Verwendung von sichtbarer Strahlung die Abhörmöglichkeit durch dritte weitgehendst ausgeschaltet wird.

Das erste für die Praxis brauchbare optische Telegraphiegerät[1]), bei dem die Richtwirkung zunächst mit einem Linsensystem, später mit Spiegeln erreicht wurde, ist von Mangin (31) im Jahre 1870 angegeben worden, mit dem er eine

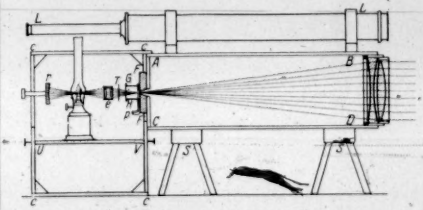


Fig. 9. Blinkgerät nach Mangin (31).

Reichweite bis zu 25 km erreicht hat. In Fig. 9 ist das von ihm konstruierte Gerät wiedergegeben.

Bei diesen als Blinkgerät bezeichneten Apparaten kann man nur ein verhältnismäßig langsames Telegraphietempo erzielen, da die Ablesung mit dem Auge erfolgt. Zur Steigerung der

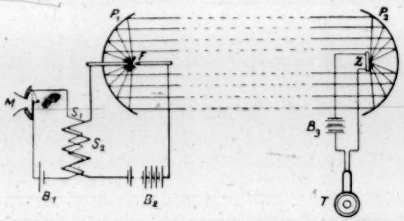
1) Über die früheren Arbeiten siehe R. Hennig (19).

Telegraphiergeschwindigkeit ist eine akustische Empfangsvorrichtung erforderlich. Zu diesem Zweck muß die ausgesandte Lichtstrahlung tonfrequent moduliert werden, was am einfachsten mit einer vor der Lichtquelle angebrachten rotierenden Lochscheibe erreicht wird. Die Zeichen werden dann hier, wie auch meist beim Blinkgerät durch Unterbrechen des Lichtstroms mittels einer vorgeschalteten Blende gegeben, da sie durch Ausschalten der Lichtquelle infolge deren Trägheit undeutlich werden. Im übrigen können für die Telegraphiemodulation dieselben Methoden Verwendung finden, die im folgenden für Telephonie besprochen werden.

Die erste Anordnung, eine Lichtquelle im Rhythmus der Sprachschwingungen zu modulieren, stammt von Bell (4) und sei hier der Vollständigkeit halber erwähnt. Das Licht einer Bogenlampe läßt man auf eine spiegelnde Membran fallen, die es in Richtung des Empfängers reflektiert. Die Membran wird von der Rückseite besprochen, und infolge ihrer Deformation schwankt dann die Divergenz des reflektierten Strahlenbündels im Rhythmus der Sprache.

Ähnliche „elektromechanische" Modulationsarten sind in verschiedenen Ausführungsformen auch in neuerer Zeit von Majorana (30) und Rolla e Mazza (40) angewendet worden.

Ein weiteres, für praktische Verwendungszwecke brauchbares Verfahren ist durch die von Simon (59, 60) erfundene sprechende Bogenlampe aufgezeigt worden. Die von ihm benutzte Anordnung ist in Fig. 10 wiedergegeben.



F Flammenbogen, *M* Mikrophon, $S_1 S_2$ Transformator, *P* Parabolspiegel, *Z* Selenzelle, *T* Telephon.
Fig. 10. Lichttelephonieanordnung nach Simon (59).

Dem Strom des aus einer Batterie B_2 gespeisten Gleichstromlichtbogens werden mit Hilfe des Transformators $S_1 S_2$ die Schwankungen des Mikrophonstromkreises überlagert. Dadurch entstehen im Lichtbogen im Rhythmus der Sprachfrequenz Volumen- und Wärmeschwankungen, so daß der ausgehende Lichtstrom sprachfrequent moduliert ist und auf einer als Empfänger dienenden Selenzelle *Z* im gleichen Rhythmus Widerstandsänderungen hervorruft, die das Abhören der Sprache im Telephon *T* ermöglichen.

Ruhmer (42, 43) hat auch für eine Gasflamme eine elektrische Modulationseinrichtung angegeben. Er führt die Spannungsschwankungen des Mikrophonkreises über einen Transformator der Flamme mit dem einen Pol durch ein in die Flamme gebrachtes Platinblech, mit dem anderen durch Anschluß an den Fuß des Bunsenbrenners zu. Eine praktische Anwendung hat dieses Verfahren jedoch infolge der geringen Intensität der Gasflamme und der geringen Intensitätsschwankungen nicht erlangt. Ebensowenig dürfte die bekannte, von König angegebene Modulation einer Flamme durch Besprechen einer ein Gasvolumen abschließenden Membran in die Praxis Eingang finden.

Für eine Lichttelephonieübertragung sind senderseitig folgende Gesichtspunkte für eine gute Leistungsfähigkeit besonders zu beachten:

1. Möglichst große Strahlungsintensität zur Erzielung maximaler Reichweite.
2. Möglichst große Intensitätsschwankungen zur Erzielung ausreichender Lautstärke.
3. Möglichst gute Proportionalität zwischen Stromschwankungen der Lampe und der durch diese hervorgerufenen Lichtschwankungen.
4. Möglichste Frequenzunabhängigkeit zur Erzielung einer klanggetreuen Übertragung.

Zur Erfüllung der ersten Forderung können die in der Scheinwerfertechnik gesammelten Erfahrungen ausgenutzt werden. Bei Verwendung eines Spiegels kann die Energiedichte am Empfänger größenordnungsmäßig um das 10^4 fache gegenüber einem nicht gerichteten Sender gesteigert werden. Ist der Empfänger auch mit einem Spiegel ausgerüstet, so kann man zu einem Verstärkungsfaktor von 10^8 kommen. Bei gegebener Strahlungsintensität der Lampe ist die Reichweite wesentlich durch die Dimension und optische Güte der verwendeten Scheinwerfer bestimmt. Ruhmer (46) hat mit Sendespiegeln von 60 cm Durchmesser, Simon (60) mit den größten für Zwecke der Lichttelephonie benutzten von 90 cm Durchmesser gelegentlich gearbeitet. Wenn man optisch hochwertige Spiegel[1]) zur Verfügung hat, kann man mit kleineren Dimensionen (etwa 25 oder 35 cm) auskommen. Für die Telephonie auf ultraroten oder ultravioletten Strahlen sind oberflächenversilberte Spiegel erforderlich. Bei manchen Modulationseinrichtungen ist das Richten der Sendeenergie mit Hilfe von Linsensystemen vorteilhafter als mit Spiegeln.

1) Näheres über Spiegel siehe bei Sonnefeld (62).

Von allen Strahlungsquellen ist bezüglich der Intensität der Kohlelichtbogen am günstigsten. Bei Verwendung von Goerz-Beck-Kohlen erhält man gegenüber Reinkohlen bei gleicher Gleichstromstärke eine 43—75 Proz. höhere Strahlungsintensität, und zwar liegt, wie

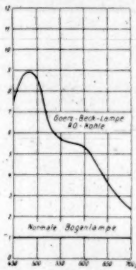


Fig. 11. Spektrale Verteilung der Leuchtdichte der Goerz-Beck Bogenlampe im Verhältnis zur normalen Bogenlampe nach Zickler (72).

Fig. 11 zeigt, der Maximalbetrag von 75 Proz. bei 0,48 μ. Bei einer Telephonieübertragung vorwiegend auf den Wellen um 0,48 μ würde der Effektkohlebogen gegenüber dem Reinkohlebogen den größten Vorteil ergeben, zumal es für den Empfänger Photozellen gibt, die ihr Empfindlichkeitsmaximum etwa bei der gleichen Wellenlänge (0,438 μ) haben. Fig. 12 zeigt die spektrale

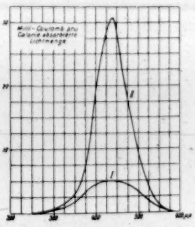


Fig. 12. Spektrale Empfindlichkeitsverteilung der Kalium-Maschenzelle von Pressler nach Zickler (72). I Vakuumzelle, II gasgefüllte Zelle.

Empfindlichkeitsverteilung zweier von Zickler verwendeter Kalium-Maschenzellen der Firma Pressler-Leipzig. Außerdem haben die Effektkohlen eine relativ kleine Leuchtfläche, wodurch beim Scheinwerfer die Lichtenergie rationell ausgenutzt werden kann. Will man hingegen als Trägerwellen für die Telephonie rote und ultrarote Strahlen verwenden, so bietet die Goerz-Beck-Kohle gegenüber der Reinkohle nur noch wenig Vorteile.

Die Intensitätsschwankungen des Lichtes, die man für eine gute Übertragung möglichst groß machen muß, hängen von verschiedenen Faktoren ab. Maßgebend hierfür ist in erster Linie die Amplitude des dem Gleichstrom des Bogens überlagerten Wechselstroms. Bei der in Fig. 10 gezeichneten Anordnung von Simon fließt der Wechselstrom auch über Batterie und Vorschaltwiderstand für den Bogen, wodurch seine Amplitude geschwächt wird. Dudell (10) änderte deswegen die Schaltung in der in Fig. 13 angegebenen Weise ab. Dabei fließt der Wechselstrom, dem durch eine Drossel der Weg über Batterie und Widerstand gesperrt wird, über einen Kondensator direkt zum Bogen. Bei modernen

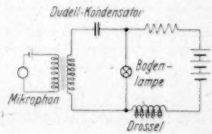


Fig. 13. Schaltung der sprechenden Bogenlampe nach Dudell (10).

Lichttelephoniesendern, wie sie z. B. von Thirring (64) und Zickler (72) entwickelt worden sind, wird der Wechselstrom dem Bogen über eine Verstärkeranordnung zugeführt, wie es Fig. 14 zeigt.

Die von Braun (5) und Simon (59) ursprünglich gemachte Annahme, wonach die Lichtschwankungen auf das Schwanken der im Bogen auftretenden Jouleschen Wärme (i^2w) zurückzuführen wären, führte zu der Forderung auch den

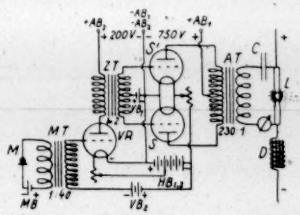


Fig. 14. Lichttelephoniesender mit Bogenlampe nach Zickler (72).

Gleichstrom des Bogens zur Vergrößerung der Intensitätsschwankungen zu erhöhen. Denn die Lichtschwankung ist nach dieser Annahme proportional zur Wärmeschwankung $dQ = 2iw\,di$. Simon hat auch eine Verbesserung der Lautstärke durch Vergrößern des Gleichstroms festgestellt, während Ruhmer (46) diese Beobachtung nicht bestätigen konnte.

Systematische Untersuchungen über die Abhängigkeit der Lichtvariationen sowohl des Kraters wie des Bogens von der Gleichstromstärke des Lichtbogens bei verschiedenen

Frequenzen sind neuerdings von Jaumann (21) ausgeführt worden. Tab. III gibt eine Übersicht

Tabelle III.

Abhängigkeit der Lichtvariation von der Gleichstromstärke.

1. Krater von Goerz-Beck-Kohlen.

Stromstärke (Spg. = 30 V)	Lichtvariation bei		
	170 Hz	1593 Hz	9190 Hz
40 Amp.	0,0786	0,0696	0,0318
30 ,,	0,0693	0,0504	0,0242
20 ,,	0,0665	0,0385	0,0216

2. Bogen von Goerz-Beck-Kohlen.

Stromstärke (Spg. = 30 Volt)	Lichtvariation bei			
	191 Hz	1593 Hz	5630 Hz	11270 Hz
40 Amp.	0,0370	0,0278	0,0151	0,0115
30 ,,	0,0451	0,0219	0,0153	0,0111
20 ,,	0,0406	0,0246	0,0144	0,0103

über die von ihm erzielten Resultate. Bei einer Steigerung des Lichtbogengleichstroms von 30 Amp. in obiger Tabelle um 1 Proz. ändert sich die Lichtvariation um folgenden Bruchteil der bei 30 Amp. vorhandenen Werte:

Goerz-Beck-Kohlen.

Krater

Per.	169,8	1593	9190
Änd.	0,210 Proz.	0,915 Proz.	0,635 Proz.

Bogen

Per.	191	1593	5630	11270
Änd.	0,42 Proz.	0,22 Proz.	0,065 Proz.	0,160 Proz.

Für den gesamten zur Sprachübertragung notwendigen Frequenzbereich nimmt danach die Größe der Lichtvariationen bei allen untersuchten Frequenzen weniger als proportional zu, so daß die erreichbare Vergrößerung der Lichtvariationen durch Vergrößern des Gleichstroms in keinem wirtschaftlichen Verhältnis zu dem dazu erforderlichen Aufwand steht.

Zu einer klanggetreuen Übertragung muß zwischen den Lichtvariationen und dem dem Bogen überlagerten Wechselstrom Proportionalität bestehen. Inwieweit das der Fall ist, hat Jaumann systematisch untersucht. Er hat in dem Frequenzbereich von 100 bis 50 000 Hz keine systematischen Abweichungen von der Proportionalität feststellen können. Die Linearität war jedoch nur bis auf Abweichungen von 10 Proz. erfüllt.

Ein weiteres Erfordernis für klanggetreue Wiedergabe ist eine möglichste Frequenzunabhängigkeit der Lichtvariationen. Die Frequenzabhängigkeit ist gleichfalls von 100 bis 50 000 Hz von Jaumann untersucht worden, und zwar erstrecken sich seine Messungen sowohl auf den Krater wie auch auf verschiedene Bereiche des Bogens bei Reinkohlen und Goerz-Beck-Kohlen. Die größten Lichtschwankungen sind bei beiden Kohlenarten im Krater vorhanden. Die oberen Teile des Bogens führen fast keine Lichtschwankungen aus, obwohl sie die Stellen größter Intensität des Bogens sind. Jedoch erreicht bei der Goerz-Beck-Kohle die Lichtvariation in dem dem Krater zugelegenen Teil des Bogens die Hälfte der Schwankungen des Kraters selbst, während sie beim Reinkohlenbogen bedeutend geringer ist. Die Meßresultate sind in Tab. IV wiedergegeben. Jeweils in der zweiten Spalte ist die Lichtvariationsamplitude für 1 Amp. eff. überlagerten Wechselstrom eingetragen. Der Betrag des Gleichlichtes ist in jedem Fall mitangegeben, da sich die Lichtstärke trotz konstanten Stroms und Spannung des Gleichstroms vermutlich infolge Inhomogenitäten der Kohlen ändert. Diese Änderung des Gleichlichtes bedingt eine gleichsinnige Änderung der Lichtvariation, jedoch war eine Reduktion sämtlicher Werte auf einen Einheitswert des Gleichlichtes nicht möglich, da die Gesetzmäßigkeiten dieser Änderungen nicht genau erforscht waren.

Eine bessere Übersicht über die Frequenzabhängigkeit erhält man durch Einführung der „relativen Lichtvariation"

$$k = \frac{\dfrac{\text{Lichtvariationsamplitude}}{\text{Gleichlicht}}}{\dfrac{\text{Wechselstromamplitude}}{\text{Gleichstrom}}},$$

also des Verhältnisses von relativer Lichtschwankung zu relativer Stromschwankung. Auf diese Größe ist der Einfluß der erwähnten zufälligen Schwankung geringer und würde gänzlich wegfallen, wenn sich die Lichtvariationsamplitude proportional mit dem Gleichlicht ändern würde, wie es annähernd beim Bogen der Fall ist. In Fig. 15 ist die Abhängigkeit dieser „relativen Lichtvariation" k von der Frequenz dargestellt, und man sieht, daß die Kurven für die Bogen einen glatteren Verlauf haben als die für die Krater. Einen anschaulichen Überblick gibt die logarithmische Darstellung (Fig. 16). Von 1000 Perioden an aufwärts nimmt k ungefähr proportional mit der Quadratwurzel aus der Frequenz ab, von 0 bis 1000 Perioden erfolgt die Abnahme noch langsamer.

Diese verhältnismäßig geringe Frequenzabhängigkeit gewährleistet eine brauchbare Verwendung des Lichtbogens zur Übertragung von

Tabelle IV.

Frequenzabhängigkeit der Lichtvariation bei Krater und Bogen von Kohlebogenlampen nach Jaumann (21).

Frequenz	Reinkohlen				Goerz-Beck-Kohlen			
	Krater		Bogen		Krater		Bogen	
	Gleichlicht	Lichtvariation für 1 Amp.	Gleichlicht	Lichtvariation für 1 Amp.	Gleichlicht	Lichtvariation für 1 Amp.	Gleichlicht	Lichtvariation für 1 Amp.
135	0,910	0,0823	—	—	—	—	0,699	0,0399
142	—	—	—	—	2,16	0,0779	—	—
191	0,943	0,0860	0,111	0,01625	2,09	0,0757	0,764	0,0456
254	—	—	0,109	0,01481	—	—	—	—
270	0,997	0,0889	—	—	2,15	0,0749	0,682	0,0386
381	0,944	0,0821	0,114	0,01344	2,04	0,0693	0,628	0,0377
563	0,936	0,0804	0,117	0,01260	2,11	0,0641	0,775	0,0413
796	0,950	0,0805	0,117	0,01192	2,15	0,0676	0,752	0,03805
1127	0,940	0,0683	0,136	0,01178	2,20	0,0583	0,731	0,03535
1593	0,990	0,0545	0,131	0,00873	2,20	0,0501	0,771	0,0307
2252	1,290	0,0461	0,144	0,00780	2,18	0,0429	0,830	0,0274
3185	1,119	0,0354	0,147	0,00754	2,35	0,0396	0,780	0,01977
4510	0,943	0,0301	0,141	0,00727	2,46	0,0342	0,780	0,01508
6500	0,880	0,0246	0,133	0,00525	2,51	0,0288	0,771	0,01218
9190	0,970	0,0218	0,144	0,00543	2,00	0,0219	0,730	0,0103
11270	1,120	0,0245	0,144	0,00545	1,95	0,0164	0,916	0,0127
15930	—	0,01806	0,147	0,00512	2,01	0,0152	0,715	0,00715
16790	—	0,01725	—	—	—	—	—	—
22520	—	0,01670	0,128	0,00493	2,31	0,0201	0,650	0,0101
29100	—	—	0,143	0,00297	—	0,0	—	—
7130 *)	0,967	0,0222			1,86	0,0178	0,620	0,00720
9190	1,110	0,0224			2,02	0,0200	—	—
11270	1,178	0,0221			2,25	0,0219	0,770	0,00786
15930	1,150	0,0195			1,80	0,0145	0,805	0,00696
22520	1,075	0,0163			1,94	0,0120	0,850	0,00673
29100	1,117	0,01505			1,93	0,01058	0,752	0,00518
35600	1,158	0,0126			1,98	0,01080	0,916	0,00540
50400	0,917	0,00931				0,00815	—	0,00385

*) Mit der Anordnung für hohe Frequenzen gemessen.

Sprache. Die Benachteiligung der hohen Frequenzen bei der Übertragung durch den Lichtbogen kann durch geeignete Dimensionierung des Kondensators in der Schaltung nach Dudell (Fig. 13) ausgeglichen werden, da durch Verkleinern dieser Kapazität die Amplituden der niederen Frequenzen abgeschwächt werden können. Jedenfalls ermöglicht die geschilderte Frequenzabhängigkeit eine bessere Sprachübertragung, als sie mit dem Glühlampensender nach Thirring (64) möglich ist, bei dem selbst bei den feinsten Metalldrähten die Amplituden der Lichtvariationen mit wachsender Frequenz noch mit $1/f$ fallen.

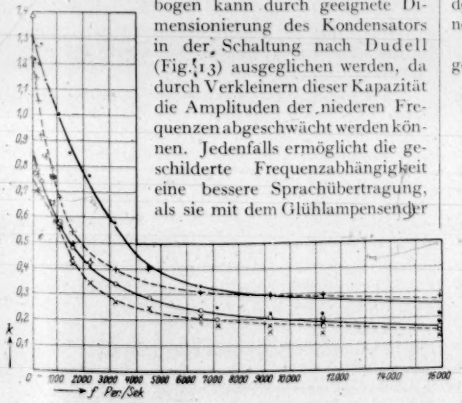


Fig. 15. Frequenzabhängigkeit der relativen Lichtvariation des Lichtbogens nach Jaumann (21).

Jaumann benutzte bei seinen Untersuchungen empfängerseitig eine Kaliumzelle mit einem

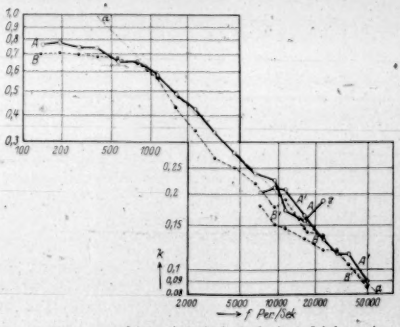


Fig. 16. Frequenzabhängigkeit der relativen Lichtvariation (logarithmische Darstellung) nach Jaumann (21).

Empfindlichkeitsmaximum im Blau. Experimentelle Untersuchungen über andere Spektralbereiche liegen zur Zeit noch nicht vor, jedoch ist auf Grund von theoretischen Erörterungen von Jaumann, der die Lichtvariationen in guter quantitativer Übereinstimmung mit seinen Messungen auf Schwankungen der „schwarzen" Temperaturstrahlung des positiven Kraters zurückführt, eine Gültigkeit der prinzipiellen Ergebnisse auch für andere Spektralbereiche, insbesondere auch für das ultrarote Spektrum anzunehmen.

Neben dem bei Atmosphärendruck freibrennenden Bogen kann auch die Gasentladung[1]) bei vermindertem Druck, sowohl als

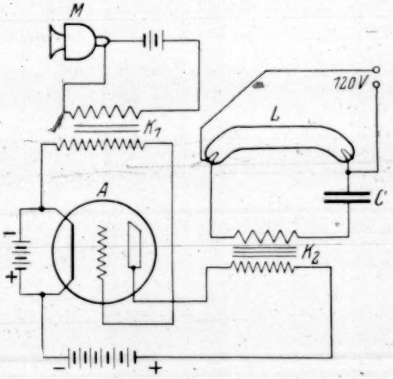


Fig. 17. Modulationsschaltung der Quecksilberlampe nach Majorana (26).

Bogen- wie als Glimmentladung zum Senden benutzt werden. So hat Majorana (26) als Sender ein Quarz-Quecksilberlampe verwendet. Die in Fig. 17 dargestellte Modulationsschaltung[2]) ist prinzipiell die gleiche wie die für die Bogenlampe unter Verwendung des Dudell-Kondensators. Durch einstufige Verstärkung der Schwankungen des Mikrophonstromes kann der Bogen so weit moduliert werden, daß seine Betriebsstromstärke um $^1/_6$ bis $^1/_3$ schwankt. Dieser Modulationsgrad bildet etwa die Grenze für eine ausreichende Klangtreue und für stabile Betriebsbedingungen des Bogens. Für die Güte der Modulation ist der Gasdruck im Entladungsrohr ausschlaggebend, bei zu geringem Druck ließ sich nach Majorana der Bogen kaum noch modulieren.

Die Quecksilberbogenlampe hat gegenüber der offenen Bogenlampe den Vorteil besserer Betriebskonstanz und bequemerer Handhabung und ist vor allem in den Fällen vorzuziehen, wo man ausschließlich auf ultravioletten Strahlen arbeiten will, sofern nicht die Erzielung größter Reichweiten notwendig ist.

Das Gleiche, abgesehen vom Wellenbereich, gilt auch für die Verwendung der Glimmlampe als Telephoniesender. Hierbei hat man durch geeignete Wahl der Gasfüllung die Möglichkeit, bestimmte Spektrallinien, deren Auswahl der Empfindlichkeit der Empfangszellen angepaßt werden kann, für die Übertragung zu bevorzugen. So hat z. B. Schröter (53) eine Heliumlampe verwendet, die eine Resonanzlinie im Ultraroten bei 1,08 μ hat, wo ungefähr auch das Empfindlichkeitsmaximum der von ihm als Empfänger verwendeten Thallofidezelle lag.

Die Anwendung der Glimmlampe für die Praxis der Nachrichtenübermittlung ist durch Entwicklung von Lampen mit hoher Leuchtdichte, sog. „Lichtspritzen", ermöglicht worden. Fig. 18 zeigt eine derartige Glimmlampe nach Pirani (35), mit der Leuchtdichten bis zu 300 HK/cm² erreicht werden können. Zum Vergleich sei angegeben, daß eine Kohlenfadenlampe von 3,5 Watt pro HK eine Leuchtdichte von 71 HK/cm² hat, während der positive Krater der Reinkohlenbogenlampe 15 500 HK/cm² aufweist.

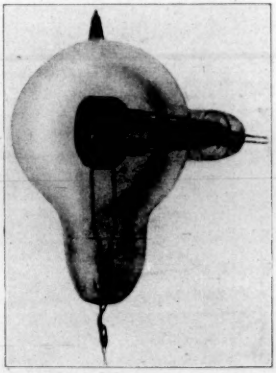


Fig. 18. Glimmlampe hoher Leuchtdichte nach Pirani (35).

Schröter benutzte für die Modulation der Heliumglimmlampe die in Fig. 19 angegebene Schaltung.

Für sämtliche bisher geschilderte Modulationsarten ist charakteristisch, daß die Strahlungsquelle selbst in ihrer Intensität im Rhythmus der Sprache schwankt. Deshalb eignen sich nur solche Lichtquellen als Sender, deren Intensitäts-

1) Siehe auch Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen. Leipzig 1927 (57).

2) Für Laboratoriumsversuche hat bereits Simon (61) eine Quecksilberlampe sprachfrequent moduliert.

schwankungen bei der Modulation den Sprachströmen hinreichend trägheitslos folgen. Bei gewöhnlichen Glühlampen würde diese Forderung nur für ganz niederfrequente Stromschwankungen bis etwa 50 Hz erfüllt sein, so daß sie für Sprachübermittlung nicht in Betracht kommen.

Man kann nun auch die Modulation des Lichtstroms in der Weise vornehmen, daß man

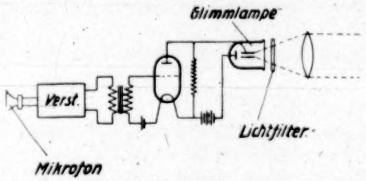


Fig. 19. Modulation der Glimmlampe nach Schröter (53).

die Lichtquelle selbst mit konstanter Stromstärke betreibt und erst im Strahlengang eine Variation der Intensität vornimmt. Dazu bietet sich beispielsweise eine Möglichkeit in der Anwendung der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene (Faraday-Effekt) und des Kerr-Effektes. Praktisch benutzt wurde bisher nur der Kerr-Effekt, der eine Steuerung ohne Leistungsaufwand gestattet. Fig. 20 zeigt eine solche Modulationsanordnung nach Schröter, wie sie auch von der Bildtelegraphie und dem Fernsehen her bekannt ist. Durch Besprechen des Mikrophons entstehen an den Belegungen des Kerr-Kondensators Spannungsschwankungen, die eine trägheitslose Änderung der elektrischen Doppelbrechung in der dielektrischen Flüssigkeit (meist Nitrobenzol) zur Folge haben und so die Lichtsteuerung bewirken. Um in dem geradlinigen Teil der Charakteristik der Kerr-Zelle zu arbeiten, in dem kleine Spannungsschwankungen möglichst große Änderung der Doppelbrechung

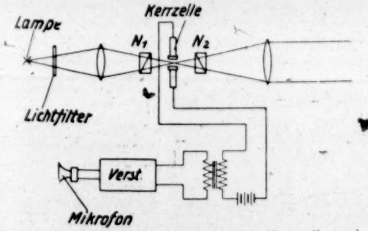


Fig. 20. Modulationsschaltung mittels Kerrzelle nach Schröter (53).

bedingen, muß man eine Vorspannung von einigen 100 Volt anlegen. Die Trägheit dieser Modulationsart ist erheblich geringer als die der oben beschriebenen.

Nachteilig ist bei dieser Anordnung die geringe Lichtausbeute, da bei einer normalen Kerr-Zelle der Elektrodenabstand zur Erzielung einer

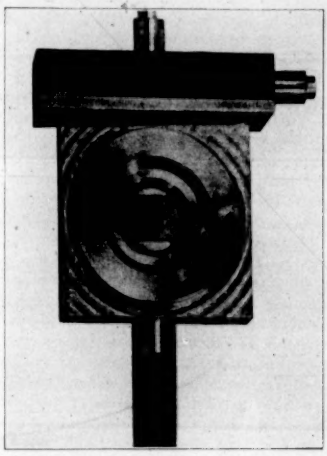


Fig. 21. Hochleistungskerrzelle nach Ilberg (20).

hohen Feldstärke gering sein muß (einige Zehntel Millimeter). Man hat, um den wirksamen Lichtquerschnitt zu verbessern, neuerdings Kerr-Zellen mit Mehrfachelektroden (20) entwickelt, wie eine in Fig. 21 dargestellt ist.

Eine Modulationsart, die im Gegensatz zur Kerr-Zelle volle Lichtausbeute gestattet,

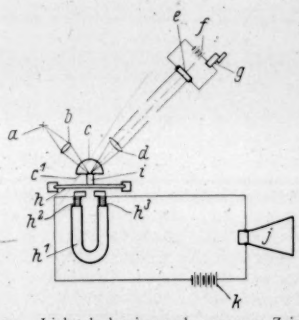


Fig. 22. Lichttelephonieanordnung von Zeiss für reflektiertes Licht (69).

ist von der Firma C. Zeiss, Jena (69) entwickelt worden. Von der Lichtquelle *a* (Fig. 22) wird mittels der Linse *b* ein Strahlenbündel unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion auf die Grenz-

fläche c_1 eines Glaskörpers c geworfen. Das reflektierte Licht verläßt durch die Linse d parallel gemacht den Sender. Wird an die Grenzfläche c_1 ein zweiter Glaskörper i angepreßt, so geht das einfallende Strahlenbündel unabgelenkt durch die Grenzfläche hindurch, und durch die Linse d tritt kein Licht vom Sender mehr aus. Zwischen diesen beiden Grenzfällen kann die aus d austretende Lichtintensität, wie Versuche gezeigt haben, dadurch stetig geändert werden, daß man den kleinen Glaskörper i zwischen den beiden extremen Lagen, nämlich vollständiger Berührung und solchem Abstand, wo Totalreflexion eintritt, bewegt. Befestigt man nun den Glaskörper i auf einer Telephonmembran und schließt die Magnetwicklungen h_2 und h_3 in der angegebenen Weise mit einem Mikrophon j und einer Batterie k zu einem Stromkreis zusammen, so erhält man beim Besprechen des Mikrophons j eine sprachfrequente Modulation des durch d austretenden Lichtstroms. Der Abstand zwischen i und c wird so groß gewählt, daß bei maximaler Amplitude der Membran h der Körper i die Grenzfläche c_1 vollständig berührt, so daß durch d kein Licht austritt.

An Stelle des an der Grenzfläche eines Glaskörpers reflektierten Lichtes kann man auch das durchtretende Licht modulieren (Fig. 23). Dabei

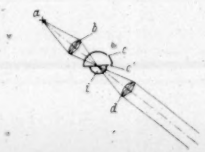


Fig. 23. Strahlengang der Zeissschen Anordnung für durchgehendes Licht (69).

erhält man Maximalintensität bei vollständiger Berührung der beiden Glaskörper und völlige Auslöschung bei einem solchen Abstand, wo an c_1 Totalreflexion eintritt.

Gegenüber der Modulation mittels der Kerr-Zelle, die bis etwa 10^8 Hz trägheitslos arbeitet, besitzt dieses Verfahren, bei dem Massen (wenn auch nur kleine) bewegt werden müssen, größere Trägheit, die sich jedoch für Sprachfrequenzen noch nicht nachteilig geltend macht.

Welche Sendertype und Modulationsart man im einzelnen wählt, hängt von den besonderen Forderungen der vorliegenden Aufgabe ab.

Empfang der modulierten Strahlung. Als eigentliches Aufnahmeorgan verwendet man in den Empfängern heute ausschließlich „lichtelektrische" Zellen, und zwar je nach dem benutzten Wellenbereich die diesem entsprechende Type. Integrierende Empfänger, wie Bolometer und Thermosäulen, kommen zum Empfang modulierter Strahlung infolge ihrer Trägheit nicht in Frage.

Vor dem Gebrauch der eigentlichen Zellen für Zwecke der optischen Telegraphie und Telephonie wurde von Zickler (70) ein originelles Empfangsverfahren für Geheimtelegraphie mit ultravioletten Strahlen angegeben, mit dem er bei Verwendung eines Scheinwerfers als Sender

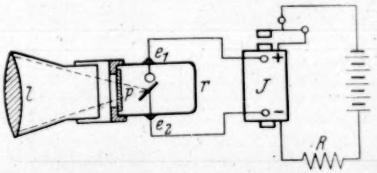


Fig. 24. Erste Empfangsanordnung für Ultraviolett-Telegraphie nach Zickler (70).

Reichweiten bis 1300 m erreichte. Praktische Bedeutung hat diese Anordnung (Fig. 24) nicht erlangt, sie soll nur der Vollständigkeit halber hier erwähnt werden. Es wird dabei von der Erscheinung Gebrauch gemacht, daß die Funkenverzögerung an einer Funkenstrecke $e_1 e_2$ durch Bestrahlung mit ultravioletten Licht aufgehoben wird. Im Rhythmus der auf die Funkenstrecke treffenden ultravioletten Telegraphiezeichen erfolgen Funkenüberschläge, die man in der Nähe mit Hilfe eines Fritters abhören konnte. Zur Steigerung der Empfindlichkeit war die Funkenstrecke in einem abgeschlossenen Gefäß bei vermindertem Druck (200 mm Hg) eingeschlossen. Das ultraviolette Licht wurde mittels einer Quarzlinse l durch ein Quarzfenster p auf die Elektroden geworfen. Diese Anordnung stellt somit eine primitive Form der Photozelle dar. Zur Tastung wurde der ultraviolette Lichtstrom am Sender durch eine Glasplatte unterbrochen.

Ein wesentlicher Fortschritt in der Entwicklung der Empfangsgeräte für Telephonie war erst nach Einführung von Elektronenröhren-Verstärkern möglich. Vorher war man ausschließlich auf die Verwendung von Selenzellen angewiesen. Die von Simon benutzte Empfangsschaltung mit Selenzelle ist bereits in Fig. 10 dargestellt. Die verschiedenen Forscher stellten für ihre Versuche diese Zellen meist selbst laboratoriumsmäßig her in der Absicht, solche möglichst hoher Empfindlichkeit und geringer Trägheit zu erhalten. Durch die Güte der in jedem einzelnen Fall erhaltenen Zelle war im wesentlichen die Leistungsfähigkeit ihrer Anlage, insbesondere die Reichweite bestimmt. Die größte Empfindlichkeit von Selenzellen scheint damals Ruhmer (47) erreicht zu haben, der unter Ver-

wendung von großen Spiegeln am Sender und Empfänger maximale Reichweiten von 15 km erzielte.

Nachdem die Verstärker in der Hochfrequenzempfangstechnik zu betriebssicheren und praktisch verwendbaren Geräten entwickelt waren, wurden diese auch für die Lichttelephonie in Verbindung sowohl mit Selen- wie mit Photozellen nutzbar gemacht.

Während man bei Verwendung von Selenzellen ohne Verstärker die Stromschwankungen im Zellenkreis so groß machen muß, daß sie den Minimalwert, bei dem das Telephon anspricht, überschreiten, kann man bei Verwendung eines Verstärkers mit wesentlich kleineren Stromschwankungen im Zellenkreis und dadurch geringerer Belastung der Zelle auskommen. Das hat den Vorteil, daß das Rauschen der Zelle, das offenbar durch ständige Widerstandsänderung infolge innerer molekularer Umlagerungen bedingt ist und demgemäß mit der Belastung wächst, herabgesetzt werden kann. Für eine brauchbare Telephonieverständigung muß dieses innere Störgeräusch, das Rauschen, klein sein gegenüber den durch die Modulation hervorgerufenen Schwankungen im Telephon. Diese Bedingung ist um so mehr erfüllt, je geringer die Intensität des auf die Zelle fallenden diffusen Lichtes zu der Amplitude der Lichtvariation des Senders ist. Deshalb benutzte Thirring (64) Zellen mit sehr kleiner Auffangfläche (etwa 1 mm²), die er im Brennpunkt des Empfängerobjektivs anbrachte. Eine solche Zelle verträgt bei einem Dunkelwiderstand von etwa 1 Megohm nur eine Belastung von etwa 20 Volt. Die in diesem Fall möglichen Stromschwankungen reichen zum direkten Betrieb eines Telephons nicht aus. Deswegen mußte Ruhmer, um größere Stromschwankungen erzielen zu können, mit höherer Belastung der Zelle rechnen, also solche größerer Oberfläche verwenden, die er zur völligen Ausnutzung der ankommenden Energie in seinen Spiegeln extrafokal aufstellte. Thirring verwendete einen Vierröhrenverstärker. Auch hierbei darf die untere Grenze der durch die Lichtschwankungen hervorgerufenen Stromänderungen nicht zu tief liegen, da sonst die Störgeräusche des Verstärkers selbst die Verständigung herabsetzen können. Das tritt nach Thirring ein, wenn der Widerstand der Zelle etwa 10 Megohm überschreitet.

Photozellen in Verbindung mit einem Einrohrverstärker wurden zuerst von Majorana (26) bei seiner Ultraviolett-Telephonie verwendet. Ebenso wie Thirring benutzte er am Empfänger eine Sammellinse, deren Durchmesser und Brennweite er mit der Entfernung zwischen Sender und Empfänger vergrößerte.

Die Empfangsanordnung nach Zickler (72) mit einer Kalium-Maschenzelle von Pressler, deren spektrale Empfindlichkeitsverteilung bereits Fig. 12 zeigte, ist aus Fig. 25 ersichtlich. Die Zelle Z ist extrafokal zur Linse L aufgestellt, um die gesamte Oberfläche auszunutzen. Vor schädlichem Nebenlicht ist sie durch Einschluß in ein Metallgehäuse mit tubusförmigem Ansatz geschützt. Die Vorderfläche des Tubus bildet

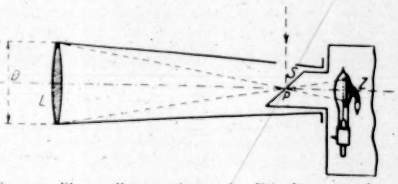


Fig. 25. Photozellenanordnung im Empfänger nach Zickler (72).

ein unter 45° zur optischen Achse geneigter Spiegel, in dessen Mitte sich ein Loch von etwa 1 mm Durchmesser befindet. Bei Beobachtung durch ein Schauloch wird die Linse so eingestellt, daß das Bild des Senders gerade in dem Loch P des Spiegels S verschwindet und das Licht die Zelle trifft.

Die Schaltung des elektrischen Teils des Empfängers zeigt Fig. 26. Als Verstärker dient

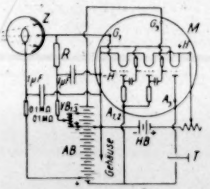


Fig. 26. Lichttelephonie-Empfänger mit Photozelle nach Zickler (72).

eine Loewe-Dreifachröhre, mit der das Maximum der in Rücksicht auf das Zellenrauschen zulässigen Verstärkung erreicht wird.

Eine Empfangsanordnung für ultrarote Strahlung, wie sie Schröter (53) in neuerer Zeit unter Verwendung einer Selen-Tellurzelle in Verbindung mit einem Hohlspiegel und einem Zweifachverstärker benutzte, ist in Fig. 27 dargestellt.

Der Eingang des Verstärkers muß in allen Fällen in richtiger Weise der benutzten Zelle angepaßt werden (vgl. auch Schröter und Ilberg (55)).

Reichweite. Für die Praxis wird zur Beurteilung verschiedener Geräte nicht ausschließlich die erzielte Reichweite maßgebend sein können, sondern man wird ihr Verhältnis zum apparativen Aufwand berücksichtigen müssen. So wird

Tabelle V. Übersicht über bisher verwendete Anordnungen und Reichweiten für Lichttelephonie.

Nr.	Verfasser	Lichtquelle	Wellenbereich	Begrenzung des Wellenbereichs durch	Modulationsart	Mikroph. Verst.	Sendeoptik	Empfangsoptik	Empfangszelle	Verst.	Reichweite in km
1	Bell (4) 1880	Bogenlampe	langw. sichtb. Licht	Empfangszelle	Reflexion an versp. Membran	—	Spiegel oder Linse	Spiegel	Selenzelle	—	0,25
2	Zickler (70, 71) 1898	Bogenlampe 60 Amp.	Ultraviolett ($\lambda < 0{,}35\,\mu$)	Obere Durchlässigkeitsgrenze d. Glasplatte	keine Modul. Tasten m. Glasplatte	—	Metallspiegel 80 cm Ø 20 cm Brennw.	Quarzlinse 4 cm Ø 15 cm Brennw.	Funkenstrecke bei 200 mm *Hg*	—	1,3
3	Simon (59, 60) 1901	Bogenlampe 3 Amp.	langw. sichtb. Licht	Empfangszelle	Sprechende Bogenlampe		Spiegel 90 cm Ø 32 cm Brennw.	Linse 30 cm Ø	Selenzelle	—	2,5
4	Ruhmer (46) 1902	Bogenlampe	kurzw. sichtb. Licht		Sprechende Bogenlampe (Dudell)		Spiegel 35 cm Ø	Spiegel 50 cm Ø 7 cm Brennw.	sensib. zylind.-förm. Selenzelle 23 mm lg, 18 mm Ø	—	7,0
5	Ruhmer (47) 1904	Bogenlampe			Sprechende Bogenlampe (Dudell)	—	Spiegel 60 cm Ø	Spiegel 90 cm Ø	zylinderförmige Selenzelle	—	15,9
6	Thirring (64) 1920	Bogenlampe	langw. sichtb. Licht	Empfangszelle (Maximum bei ca. $0{,}7\,\mu$)	Sprechende Bogenlampe	mit Verstärker	Spiegel 35 cm Ø	Linse 22 cm Ø 30 cm Brennw.	Selenzelle Auffangfläche ca. 1 mm²	4 Röhren	9,0
7	Thirring (64) 1920	Glühlampe m. fein. Wolframf. 5 Watt			wie bei sprechend. Bogenlampe	mit Verstärker	Spiegel 35 cm Ø	Linse 22 cm Ø 30 cm Brennw.	Selenzelle Auffangfläche ca. 1 mm²	4 Röhren	einige km
8	Majorana (26) 1927	Quecksilberbogenlampe	Ultraviolett ca. $0{,}365\,\mu$	Nickel-Oxyd-Filter	Sprechende Bogenlampe (Dudell)	1 Röhre	Quarzlinse 50 cm Ø 50 cm Brennw.	Quarzlinse 50 cm Ø 50 cm Brennw.	Photozelle	1 Röhre	16 km
9	Zickler (72) 1928	Bogenlampe, verschiedene Stromstärken	kurzw. sichtb. Licht (Max. bei $0{,}48\,\mu$)	Empfangszelle (Maximum bei $0{,}438\,\mu$)	Sprechende Bogenlampe (Dudell)	3 Röhren	Spiegel, verschiedene Durchmesser	Linse 11 cm Ø	Kalium-Maschenzelle	Loewe-3 fach Röhre	berechn., s. Tab. 1 u. Fig. 6
10	Majorana (27) 1929	Glühlampe 500 Watt	Ultrarot ($\lambda \sim 1\,\mu$)	Manganoxyd-Filter	Reflexion an beweglichen Spiegel	—	Linse 30 cm Ø	Linse 30 cm Ø	Thalliumzelle	mit Verstärker	10,2
11	Rolla und Mazza (40) 1930	Bogenlampe 75 Watt 100 Watt	Ultrarot (ca. 0,8 bis $1{,}4\,\mu$)	Filter und Empfangszelle	Telegraphie Sprechende Bogenlampe	mit Verstärker	Linse oder Spiegel Spiegel 18 cm Ø	Linse	Thalliumzelle	mit Verstärker	18 [Nebel (mitt.) 15 km / Nebel (dicht) 10 km] 6
12	Schröter (53) 1930	Glühlampe	Ultrarot	Filter	Kerr-Zelle	mit Verstärker	Linse	Spiegel	Selen-Tellur oder Thallofidezelle	mit Verstärker	nicht angegeben
13	Schröter (53) 1930	Glimmlampe (Helium-)	Ultrarot (Max. $1{,}08\,\mu$)	Filter	wie bei sprechend. Bogenlampe	mit Verstärker	Linse	Spiegel	Selen-Tellur oder Thallofidezelle	mit Verstärker	nicht angegeben
14	Schröter (56) 1930	Bogenlampe 600 Watt	Ultrarot ($\lambda > 0{,}745\,\mu$)	Wratten-Infrarot-Filter Nr. 87	Lochscheibe (nur Telegr.)	—	Linse	Spiegel	Selen-Tellurzelle	4 Röhren	28,0

in vielen Fällen, besonders bei transportablen Geräten die Bogenlampe als Sender in Rücksicht auf den Energiebedarf, sowie große Hohlspiegel in Rücksicht auf Gewicht und Kosten ausscheiden.

Tab. V gibt eine Übersicht über die bisher in der Literatur bekannt gewordenen erzielten Resultate unter gleichzeitiger Angabe des apparativen Aufwandes und des verwendeten Spektralbereiches. Es muß dabei jedoch betont werden,

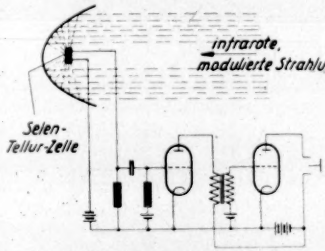


Fig. 27. Ultrarottelephonieempfänger nach Schröter (53).

daß ein absoluter Vergleich der angegebenen Reichweiten untereinander nicht zulässig ist, da die atmosphärischen Bedingungen, die von ausschlaggebender Bedeutung sein können, nicht in allen Fällen bekannt sind.

2. Wärmesuchgerät.

Während man bei der optischen Nachrichtenübermittlung auf die Reichweite durch Auswahl des Sendeaggregates einen ausschlaggebenden Einfluß hat, ist sie beim Wärmesuchgerät[1]) lediglich durch die Empfindlichkeit der Empfangsanordnung zu erhöhen. Da es sich hierbei ausschließlich um den Empfang der unsichtbaren Strahlung von Temperaturstrahlern handelt, so kommen nur ultrarot-empfindliche Empfänger in Frage, und von diesen in Rücksicht auf die im allgemeinen niedrige Temperatur der Strahler vorwiegend die für längere Wärmewellen empfindlichen. Das sind nur die integrierenden Empfänger, Bolometer und Thermosäulen, deren Trägheit im vorliegenden Fall, wo es nur auf den Nachweis unmodulierter Strahlung ankommt, nicht nachteilig ist.

Mit einer brauchbaren Empfangsanordnung muß man einerseits noch möglichst geringe Strahlungsenergien nachweisen und andererseits die Richtung des Strahlers möglichst genau bestimmen können. Dazu ist neben hochempfindlichen Zellen eine gute Optik erforderlich.

1) Siehe auch Gresky (16).

Die Verwendung von Linsen scheidet aus, da man nur solche aus Steinsalz oder Flußspat benutzen könnte, deren Herstellung in großen Dimensionen für die Praxis zu kostspielig ist. Man ist also auf Spiegel angewiesen, die in Rücksicht auf beste Energieausbeute und den Wellenbereich oberflächenversilbert sein müssen.

Die auf der Zelle konzentrierte Energie nimmt mit der Spiegeloberfläche zu, weswegen man Spiegel großer Öffnung verwenden muß. Da Kugelspiegel, die sich technisch am leichtesten herstellen lassen, bei großem Öffnungsverhältnis keine getreue Abbildung mehr liefern, muß man den Spiegeln parabolische Oberfläche geben. Diese läßt sich bei der Herstellung mit den geringsten Abweichungen dann einhalten, wenn sie möglichst wenig gekrümmt ist. Bei gleichem Durchmesser ist im allgemeinen ein Spiegel größerer Brennweite einem solchen kleinerer optisch überlegen, was besonders bei Spiegeln mit sehr großem Durchmesser hervortritt. Bei gleicher optischer Güte[1]) verschieden großer Spiegel wächst die Empfindlichkeit des Aufnahmegerätes proportional mit der Spiegeloberfläche. Tab. VI zeigt einige Vergleiche von oberflächenversilberten Parabolspiegeln mit verschiedenen Durchmessern und Brennweiten nach Messungen des Verfassers (17).

Tabelle VI.

Abhängigkeit der Empfangsenergie vom Empfängerspiegel.

Spiegel Nr.	Durchmesser	Brennweite	Verstärkungsverhältnis: Errechnet (Oberflächenverhältnis)	Verstärkungsverhältnis: Gemessen
1	250	140	1	1
2	350	150	1,95	2,47
3	600	250	5,74	4,52
4	600	480	5,74	8,20
5	1180	480	22,20	11,0

Für die Auswahl eines Empfängers kann seine Flächenempfindlichkeit oder die Größe der Auffangfläche bestimmend sein. Das Verhältnis der Flächenempfindlichkeit zweier Bolometer oder Thermosäulen erhält man aus dem Verhältnis der Ausschläge am Galvanometer, wenn man auf beiden Zellen die gleiche Fläche mit gleicher Intensität bestrahlt. Ein solcher Vergleich zeigt, daß im allgemeinen ein Bolometer mit kleiner Auffangfläche die größere Flächenempfindlich-

1) Über die optischen Eigenschaften der Hohlspiegel gibt das Buch von A. Sonnefeld, Die Hohlspiegel (62) eine umfassende Übersicht.

keit hat. Deswegen wird eine Empfangsanordnung, die mit einem Bolometer kleiner Auffangfläche ausgerüstet ist, am empfindlichsten sein, vorausgesetzt, daß das Bild des Strahlers nicht größer ist als die Auffangfläche des Bolometers. Außerdem ist dabei auch die Richtschärfe der Anordnung am größten. Kommt es weniger auf die Peilschärfe als auf Erleichterung im Auffinden eines Strahlers an, so verwendet man zweckmäßig Bolometer mit größerer Auffangfläche, wo das Bild des Strahlers in einem größeren Winkelbereich nachweisbar ist[1]).

Für Messungen, die größte Empfindlichkeit und Genauigkeit erfordern, muß man ein Gleichstromgalvanometer verwenden. Am besten eignet sich hierfür das Schleifengalvanometer von Zeiss, das bei ausreichender Empfindlichkeit wegen seines geringen Widerstandes den Zellen gut angepaßt ist und eine so große Dämpfung besitzt, daß auch bei schnellen Spiegelbewegungen ein Arbeiten bequem möglich ist.

In manchen Fällen ist es erwünscht, die Einstellung auf einen Strahler mit einem Telephon als Anzeigeinstrument vorzunehmen. Beim Bolometer braucht man zu diesem Zweck nur die Brücke mit Wechselstrom zu betreiben, wobei man im Brückenzweig zweckmäßig vor das Telephon einen Verstärker einschaltet[2]). Bei Thermoelementen hat man durch Einführung eines mechanischen Unterbrechers eine Abhörmöglichkeit zu geben versucht.

3. Sonstige Anwendungen.

Eine weitere Anwendung kann das Wärmesuchgerät als Hilfsmittel für die Navigation auf dem Wasser und in der Luft finden, indem man künstliche Strahlungsquellen für Ultrarot aufsucht. So kann man daran denken, z. B. Hafeneinfahrten oder Flugstrecken mit diesen Ultrarotbaken auszurüsten und den Weg der Fahrzeuge bei unsichtigem Wetter, besonders im Nebel durch Aufsuchen dieser Baken mit dem Wärmesuchgerät zu sichern. Hierzu wird man besonders die kurzen Ultrarotstrahlen verwenden, wobei man als Empfangszellen auch die ultrarotempfindlichen lichtelektrischen Zellen benutzen kann, da man den Baken zu ihrer Unterscheidung zweckmäßig eine tonfrequente Modulation zu ihrer Kennung geben wird.

Ein erster Versuch zur praktischen Anwendung dieser Ideen für die Luftnavigation wurde von C. Müller (34, 39) durch die Entwicklung eines automatisch anzeigenden Ultrarotpeilgerätes gemacht. Es soll die Aufgabe erfüllen, den Kurs längs einer durch Signallichter (Ultrarotbaken) befeuerten Flugstrecke im Nebel jederzeit kontrollieren zu können und Abweichungen sofort anzuzeigen, so daß der Kurs berichtigt werden kann. Zu diesem Zweck tastet man während des Fluges laufend das Gelände zu beiden Seiten der Flugstrecke in einem gewissen Winkelbereich mittels eines schwenkbaren Hohlspiegels ab, in dessen Brennpunkt sich eine ultrarotempfindliche Thallofidezelle befindet. Die Zelle wird mit Wechselstrom betrieben, dessen Frequenz so bemessen ist, daß während der positiven Halbperioden beispielsweise der Spiegel den nach Backbordseite gelegenen Geländeabschnitt, während der negativen den steuerbordseitigen bestreicht. Führt man nun den Zellenstrom nach entsprechender Verstärkung über ein Gleichstrominstrument, so wird dieses nicht ausschlagen, wenn beide Geländeabschnitte dieselbe Helligkeit aufweisen. Befindet sich jedoch in einem Abschnitt eine zusätzliche Strahlungsquelle, z. B. eine Ultrarotbake, so wird das Instrument einen Ausschlag nach einer Seite anzeigen, der direkt zur Richtungsweisung benutzt werden kann. Durch ein zweites senkrecht zum ersten schwenkbares System läßt sich neben der Seitenweisung auch Höhenweisung erreichen.

Bei den bisher besprochenen Anwendungen der Wärmestrahlen zur Verkehrssicherung lag das Prinzip zugrunde, mit dem Empfänger eine unsichtbare Strahlungsquelle aufzusuchen und gegebenenfalls ihre Ortsveränderung mitzuverfolgen. Man kann jedoch auch unter geeigneten Versuchsbedingungen das Vorhandensein nichtstrahlender Körper mit Hilfe von Ultrarotstrahlen nachweisen. Man läßt dazu durch den betreffenden Körper ein festes von einem Sender auf einen Empfänger gerichtetes Strahlenbündel durchkreuzen, wodurch Veränderungen im Zellenstrom des Empfängers nachzuweisen sind, die zur Betätigung von Relais, Alarmvorrichtungen usw. ausgenutzt werden können (s. a. Schmidt (50)).

In dieser Weise läßt sich z. B. das Verfahren zur Überwachung von Hafeneinfahrten in Dunkelheit und Nebel oder von Gebäuden gegen unbefugtes Betreten anwenden.

Schluß.

Die Entwicklung der Lichttelephonie hat erst in neuerer Zeit durch die Einführung der Röhrenverstärkung und Verbesserung der Empfangszellen zu praktisch brauchbaren und mit den elektrischen Ultrakurzwellen in mancher Hinsicht konkurrenzfähigen Geräten geführt. Durch die

1) Ausführlich wird hierüber in einer a. a. O. erscheinenden Mitteilung des Verfassers (17) berichtet.

2) Über die Empfindlichkeit von Widerstandsmessungen in der Wechselstrombrücke siehe die kürzlich erschienene Arbeit von Wiegand (67).

Nutzbarmachung auch des ultraroten Spektrums für die Nachrichtenübermittlung verfolgte man einmal den Zweck einer völlig unsichtbaren Übertragung und einer auch im Nebel ausreichenden Reichweite. Die Vorteile, die sich bei Verwendung noch langwelligerer Strahlung als der heute möglichen bieten würden, wie sie ausschließlich für Zwecke des Wärmesuchgerätes verwendet wird, können zur Zeit noch nicht ausgenutzt werden, da geeignete, trägheitslose Empfangszellen für diesen Wellenbereich nicht vorhanden sind und als Sender nur tiefe Temperaturstrahler in Frage kommen, die mit den beschriebenen Modulationsarten nicht rationell ausgenutzt werden können.

Literaturverzeichnis.

1) S. H. Anderson, The penetration of light through fog. The Aviation **38**, 930—936, 1930.
2) O. v. Auwers u. Kerschbaum, Über Sperrschichtphotozellen. Ann. d. Phys. **7**, 129/175, 1930.
3) G. G. Barnard, The selenium cell, its properties and applications. London 1930.
4) Bell, Proc. Am. Assoc. Adv. Scient. S. 115—136, 1880.
5) F. Braun, Notiz über Thermophonie. Ann. d. Phys. **65**, 358—360, 1898.
6) T. W. Case, Phys. Rev. **15**, 289—292, 1920.
7) W. W. Coblentz, siehe Wien-Harms, Handb. Exp. Phys. **9**, 1. T., S. 411.
8) L. H. Dawson, L. P. Granath a. E. O. Hulburt, The attenuation of ultraviolet light by lower atmosphere. Phys. Rev. **34**, 136—139, 1929.
9) P. Debye, Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material. Ann. d. Phys. **30**, 57—136, 1909.
10) W. Dudell, The Electrician **46**, 269—273, 310—313, 1900.
11) A. Esau and W. Hahnemann, Report on experiments with electric waves of about 3 meters: their propagation and use. Proc. I. R. E. **18**, 471—489, 1930.
12) M. Fritz-Schmidt, G. Gehlhoff u. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung IV. Die Durchlässigkeit der Gläser im ultravioletten, sichtbaren und ultraroten Gebiet. Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 289—326, 1930.
13) G. Gehlhoff u. H. Schering, Über ein neues Photometer sehr hoher Empfindlichkeit und einige Anwendungen. Zeitschr. f. techn. Phys. **1**, 247—256, 1920.
14) W. Graffunder, Über den lichtelektrischen Effekt bei Trockengleichrichtern. Physik. Zeitschr. **31**, 375—396, 1930.
15) L. P. Granath u. E. O. Hulburt, The absorption of light by fog. Phys. Rev. **34**, 140, 1929.
16) G. Gresky, Verkehrssicherung und Nachrichtenübermittlung mit Ultrarotstrahlen. Radio-Helios **7**, 69—72, 1930.
17) G. Gresky, Wärmestrahlungsmessungen mit verschiedenen integrierenden Empfängern mit und ohne Hohlspiegeln. Erscheint Anfang 1931.
18) A. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen. Berlin 1928.
19) R. Hennig, Die Entwicklung der Telegraphie und Telephonie. Wissen und Können **2**. Leipzig 1908.
20) W. Ilberg, Die Verwendung trägheitsloser Lichtrelais beim Fernsehen. Fernsehen **1**, 97—102, 1930.
21) J. Jaumann, Die Frequenzabhängigkeit der Lichtschwingungen des tönenden Lichtbogens. Zeitschr. f. Phys. **59**, 386—426, 1930.
22) B. Lange, Über eine neue Art von Photozellen. Physik. Zeitschr. **31**, 139—140, 1930.
23) B. Lange, Über eine neue Art von Photozellen. (2. Mitteilung.) Physik. Zeitschr. **31**, 964—969, 1930.
24) F. Lecomte, Le spectre infrarouge. Paris 1928.
25) Q. Majorana, Attenuazione dissimetrica di energia raggiante in un mezzo assorbente. Atti di Torino **64**, 359—372, 1928/29.
26) Q. Majorana, Su di un nuovo metoda di telefonia ottica con luce ordinario o con luce ultravioletta. Linc. Rend. **5**, 726—731, 1927.
27) Q. Majorana, Telefonia ottica mediante radiazioni ultraviolette ad ultrarosse. Linc. Rend. **9**, 924, 1929.
28) Q. Majorana, Telefonia ottica mediante radiazione visibili ad invisibili. Rend. di Bologna (N. S.) **31**, 118—123, 1926/27.
29) Q. Majorana e Todesco, Preparazione delle cellule fotoelettriche al tallio. Linc. Rend. **8**, 9, 1928.
30) Q. Majorana, Dalla radiotelefonia alla telefonia ottica invisibile. Cim. (N. S.) **6**, Nr. 9, 1929.
31) A. Mangin, Mémoire sur le système de télégraphie optique de la défense de Paris. Etude de divers dispositifs optiques destinés à projeter la lumière électrique sur les objets éloignés. Ostwalds Klassiker **219**, übersetzt von A. Sonnefeld.
32) Michelssen, Infrarotempfindliche Zellen. Zeitschrift f. techn. Phys. **11**, 511—515, 1930.
33) G. Mie, Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Ann d. Phys. **25**, 377—445, 1908.
34) C. Müller, Vergl. Tätigkeitsber. d. Phys. Techn. Reichsanst. 1929. Zeitschr. f. Instr. K. **50**, 356—357, 1930.
35) M. Pirani, Fortschritte und Entwicklungsmöglichkeiten auf dem Gebiete der Leuchtröhren. E. T. Z. **51**, 889—895, 1930.
36) F. I. G. Rawlius a. A. M. Taylor, Infrared analysis of molecular structure. Cambridge 1929.
37) Reichinstein, Der galvanische Polarisationseffekt der festen lichtelektrischen Selenzellen. Naturw. **18**, 685—689, 1930.
38) Chr. Ries, Das Selen. Diessen vor München 1918.
39) Rothaas, Ultrarote Strahlen. V. D. I. Z. **73**, 1859—1860, 1929.
40) L. Rolla e L. Mazza, Sistemi di telegrafia e di telefonia per mezzo di fasci di radiazioni infrarosse. Linc. Rend. **11**, 19—26, 1930.
41) A. Rudolph, Über die Durchlässigkeit von Nebel für Lichtstrahlen von verschiedener Wellenlänge. Physik. Zeitschr. **5**, 36—39, 1904.
42) E. Ruhmer, Neue Sende- und Empfangsanordnung für drahtlose Telephonie. Physik. Zeitschr. **2**, 339—340, 1901.
43) E. Ruhmer, Über das sprechende Licht. Physik. Zeitschr. **2**, 325—328, 1901.

44) E. Ruhmer, Der sprechende elektrische Flammenbogen und seine Verwendung zur drahtlosen Telephonie. E. T. Z. **22**, 196—198, 1901.
45) E. Ruhmer, Über die Empfindlichkeit und Trägheit von Selenzellen. Physik. Zeitschr. **3**, 468—474, 1902.
46) E. Ruhmer, Neuere Versuche mit Lichttelephonie. E. T. Z. **23**, 859—862, 1902.
47) E. Ruhmer, Das Selen und seine Bedeutung für die Elektrotechnik mit besonderer Berücksichtigung der drahtlosen Telephonie. Berlin 1902 u. E. T. Z. **25**, 1021—1030, 1904.
48) I. Runge u. Sewig, Über den inneren Photoeffekt in kristallinen Halbleitern. Zeitschr. f. Phys. **62**, 726—729, 1930.
49) Cl. Schäfer u. F. Matossi, Das ultrarote Spektrum. Berlin 1930.
50) G. Schmidt, Elektrische Sicherheitsvorrichtungen gegen Einbruch und Feuer. Elektrot. Anz. **47**, 816—818, 1930.
51) W. Schottky, Über den Entstehungsort der Photoelektronen in Kupfer-Kupferoxydul Photozellen. Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 458—461, 1930.
52) W. Schottky, Über den Entstehungsort der Photoelektronen in Kupfer-Kupferoxydul Photozellen. Physik. Zeitschr. **31**, 913—925, 1930.
53) F. Schröter, Hertzsche und infrarote Strahlen als Nachrichtenmittel. E. N. T. **7**, 1—14, 1930.
54) F. Schröter u. G. Lubszynsky, Untersuchung zur Frage der Trägheit gasgefüllter Photozellen. Physik. Zeitschr. **31**, 897—904, 1930.
55) F. Schröter u. W. Ilberg, Vergleich von Selen- und Photozellen. Physik. Zeitschr. **30**, 801—804, 1929.
56) F. Schröter u. F. Michelssen, Infrared sensitive cells. Aus: Photo-electric cells and their applications. London 1930.
57) R. Seeliger, Die Physik der Gasentladungen. Leipzig 1928.
58) R. Sewig, Die lichtelektrischen Eigenschaften der Thalliumzellen. Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 269—273, 1930.
59) H. Th. Simon, Über den sprechenden Flammenbogen und seine Verwendung zu einer Telephonie ohne Draht. Physik. Zeitschr. **2**, 253—258, 1901.
60) H. Th. Simon u. M. Reich, Flammen und Flammentelephonie. Physik. Zeitschr. 3, 278—286, 1901/02.
61) H. Th. Simon, Tönende Flammen und Flammentelephonie. E. T. Z. **22**, 510—514, 1901.
62) A. Sonnefeld, Die Hohlspiegel. Berlin 1925/26.
63) I. A. Stratton, The effect of rain and fog on propagation of very short radio waves. Proc. I. R. E. **18**, 1064—1074, 1930.
64) Thirring, Neue Apparate für Lichttelephonie. Physik. Zeitschr. **21**, 67, 1920.
65) W. Vöege, Neue Apparate zur Strahlungsmessung. Physik. Zeitschr. **21**, 288—290, 1920.
66) W. Westphal, Wärmestrahlung, in Handb. d. Astr. Phys. **3**, Berlin 1930.
67) E. Wiegand, Widerstandsvergleichung mit Wechselstrom unter Verwendung von Verstärkerröhren. Ann. d. Phys. **4**, 781, 1930.
68) W. Wien, Wärmestrahlung, in Wien-Harms. Handb. d. Exp. Phys. Leipzig 1929.
69) C. Zeiß, Improvements in Apparatus Effecting Fluctuations of the Intensity of a Pencil of Light Rays. Engl. Patentanm. 317 318 v. 15. V. 30.
70) K. Zickler, Lichtelektrische Telegraphie. E. T. Z. **19**, 474—476 u. 487—489, 1898.
71) K. Zickler, Weitere Versuche über die lichtelektrische Telegraphie. E. T. Z. **19**, 826—827, 1898.
72) K. Zickler, Das Problem der Phototelephonie. E. u. M. **46**, 769—775 u. 793—797, 1928.

(Eingegangen 8. Dezember 1930.)

VORTRÄGE VON DER 12. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN–SACHSEN–SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 6. UND 7. JANUAR 1931 IN DRESDEN.

Leonard A. Woodward (Leipzig), Ramaneffekt und Elektrolytische Dissoziation.

Jede Molekülart eines streuenden Systems wird ihren eigenen Ramaneffekt geben mit einer Intensität, die der entsprechenden Konzentration proportional ist. Für Elektrolytlösungen sollte also diese Methode Aufschluß über den molekularen Zustand, d. h. den Ionisationsgrad des gelösten Stoffes geben können.

Die folgenden Versuche wurden mit einem selbstgebauten lichtstarken Spektrographen (relative Öffnung 1:1,5) ausgeführt. Mit dieser Lichtstärke war es nicht nötig, so intensiv wie üblich zu belichten, so daß Wasserkühlung vermieden werden konnte. Der Effekt für Benzol konnte in wenigen Minuten, für Wasser in einer halben Stunde erhalten werden, ohne daß, bei Luftkühlung, die Temperatur der Flüssigkeit über 25° C stieg. Für Lösungen betrugen die Expositionszeiten wenige Minuten bis drei oder vier Stunden.

Für Lösungen gewöhnlicher Salze haben die Resultate zahlreicher Forscher[1]) gezeigt, daß nur der Ramaneffekt der Ionen beobachtet wird. Die Salze scheinen also auch in konzentrierter Lösung vollkommen dissoziiert zu sein. Eine Überprüfung dieses Ergebnisses bedeuten die Resultate von

1) Siehe z. B. C. Ramaswamy, Ind. Journ. Phys. **5**, 193, 1930.

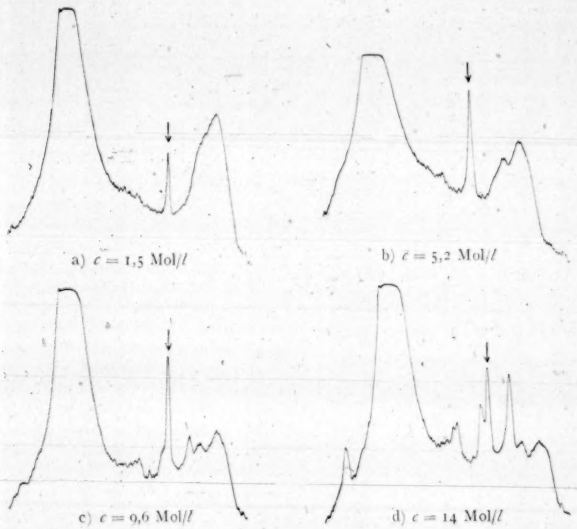


Fig. 1a—d.

Woodward[1]) an wäßrigen Lösungen von Quecksilberchlorid ($HgCl_2$) und -cyanid ($Hg(CN)_2$), aus denen man auf die Existenz von undissoziierten Salzmolekülen in der Lösung schließen kann, was auch mit den sonstigen Eigenschaften der betreffenden Substanzen in Einklang steht.

Bei den schwachen Säuren ist kaum zu erwarten, daß man mit Hilfe des Ramaneffektes die Ionisation wird verfolgen können, da der Dissoziationsgrad (etwa 1 Proz.) immer zu klein bleibt. Bei den starken Säuren dagegen sind sehr interessante Resultate gefunden worden. Im Falle der Salpetersäure hat Rao[2]) beobachtet, daß der Effekt sich mit der Konzentration ändert. Mit dem oben beschriebenen Apparat habe ich ähnliche Resultate erhalten. Fig. 1 zeigt die Photometerkurven für vier Konzentrationen. Die Expositionszeit war für jede Lösung dieselbe. Links ist die primäre Quecksilberlinie (4358 Å.), rechts die von $\lambda = 4047$ Å. angeregte Wasserbande. Die Ramanlinien dazwischen sind alle von $\lambda = 4358$ Å. angeregt. Mit wachsender Säurekonzentration wird die Linie des Nitrations (mit einem Pfeil angedeutet) erst intensiver, danach aber (s. die letzte Kurve) anomalerweise schwächer. Dagegen nehmen die anderen dem Ion sicher nicht zugehörigen Linien immer an Intensität zu. Die Konzentration der Ionen muß also mit wachsender Säurekonzentration kleiner werden infolge Bildung einer neuen Molekülart. Nehmen wir nun mit Rao[1]) an, daß die neuen Moleküle undissoziierte Säuremoleküle sind, so sehen wir, wie der Ionisationsgang sehr schön durch den Ramaneffekt wiedergegeben wird. Gemessen wurden die folgenden Werte: Für das NO_3'-Ion $\Delta\nu = 1048$ cm^{-1}; für das undissoziierte HNO_3-Molekül $\Delta\nu = 1311$ (in Fig. 1 neben der Wasserbande), 961, 697 und 643 cm^{-1}. Die letzten beiden Frequenzen schreibt Rao dem Ion zu. Aus Fig. 1 ist aber zu ersehen, daß sie sich so verhalten wie die Linien des undissoziierten Moleküls, dem sie daher zugeschrieben werden müssen. Bemerkenswert ist, daß durch Zusatz von Säure die Wasserbande doppelt wird[2]).

Auch für die Schwefelsäure sind anomale Intensitätsänderungen beobachtet worden, besonders von Nisi[3]), der sie in Zusammenhang bringt mit den beiden Ionisationsstufen der zweibasischen Säure. Er bemerkt aber, daß seine Aufnahmen unter nicht konstanten Bedingungen und mit unregelmäßigen Expositionszeiten gemacht worden sind. Seine Platten wurden nicht photo-

1) L. A. Woodward, Physik. Zeitschr. **31**, 792, 1930. Gleichzeitig für $HgCl_2$ fanden H. Braun und G. Engelbrecht, Zeitschr. phys. Chemie, Abt. B., **10**, 1, 1930 mit diesen übereinstimmende Resultate.
2) R. Rao, Proc. Roy. Soc., A., **127**, 279, 1930. Siehe auch E. L. Kinsey, Phys. Rev. **35**, 284, 1930.

1) loc. cit.
2) E. H. L. Meyer, Physik. Zeitschr. **31**, 699, 1930.
3) H. Nisi, Jap. Journ. Phys. **5**, 119, 1929.

Säurekonzentration Vol.-Proz.	$\Delta\nu$-Werte in cm^{-1}						
100	1359	1143	—	—	908	561	396
90	—	1172	1046	—	916	586	422
75	—	1163	1043	—	913	588	432
50	—	1205	1046	—	898	603	437
25	—	1199	1048	978	892	592	432
10	—	1205	1048	985	—	613	437
			Mittelwert für HSO_4' 1046	Mittelwert für SO_4'' 982			

metrisch untersucht. Ich habe eine Reihe von Schwefelsäurelösungen untersucht, mit Expositionszeiten, die den Konzentrationen umgekehrt proportional waren. Wären also keine Anomalitäten vorhanden, so müßte für jede Lösung derselbe Effekt gleich intensiv erscheinen. In Fig. 2

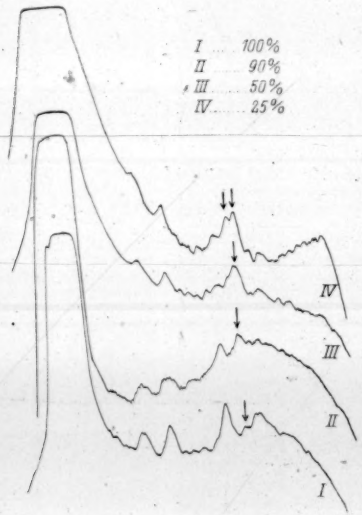


Fig. 2.

sind die Registrierkurven für vier Konzentrationen so zusammengestellt, daß gleiche Wellenlängen ungefähr übereinander liegen. Die Ramanlinien sind in diesem Falle nicht so ausgeprägt, da das hier sehr stark auftretende kontinuierliche Spektrum das Ausphotometrieren wesentlich erschwert. Die Anomalitäten sind aber deutlich zu sehen. Eine (mit einem Pfeil angedeutete) Linie, die in der 100proz. Säure kaum sichtbar ist, nimmt mit abnehmender Säurekonzentration an Intensität zu. Diese Frequenz, die auch in einer Lösung von $KHSO_4$ auftritt, kann dem HSO_4'-Ion zugeschrieben werden. Daneben erscheint erst in der Kurve für 25 Volumprozente eine neue (ebenfalls mit einem Pfeil angedeutete) Linie, die dem SO_4''-Ion zugehören muß, weil sie auch in den Lösungen aller normalen Sulfate vorkommt. Bei weiterer Verdünnung zu 10 Volumprozenten wird diese Linie stärker. Im Gegensatz zu den Ionenlinien wird die stärkste Linie der reinen Säure durch Verdünnung immer schwächer. Diese letztgenannte Linie gehört wohl dem undissoziierten H_2SO_4-Molekül zu, und die Änderungen der Intensitäten entsprechen der zweistufigen Ionisation. Die übrigen Linien, die in der reinen Säure vorkommen, verhalten sich bei Verdünnung anders. Sie werden nämlich allmählich nach größeren Wellenlängen verschoben und ihre Intensität nimmt dabei etwas ab. Die gemessenen Frequenzen sind in der obenstehenden Tabelle zusammengestellt.

In der Tabelle geben die Pfeile die Richtungen zunehmender Intensität an. Ein Unterschied gegenüber den Resultaten von Nisi besteht darin, daß er in der reinen Säure die HSO_4'-Ionlinie als mittelstark angibt, während sie in unserem Falle kaum sichtbar ist und nur nach Zusatz von Wasser eine beträchtliche Intensität annimmt. Es genügt aber eine verhältnismäßig kleine Menge Wasser, um die Linie sichtbar zu machen, so daß die Nisische Beobachtung vielleicht dadurch zu erklären ist, daß seine Säure wasserhaltig war. Die Ramanbande des Wassers, die erst bei 25 Volumprozenten zu sehen war, scheint nicht doppelt zu sein.

Ferner habe ich Jodsäure HJO_3 (10 N. bis 0,85 N.) und Trichloressigsäure (8,8 N. bis 1,6 N.) untersucht. Beide gaben intensive Ramaneffekte, aber es wurden keine von Ionisation herrührenden Anomalitäten beobachtet. Für eine bei 25° C gesättigte Lösung von Chlorwasserstoff konnten keine Ramanlinien gefunden werden. Da man hier aus dem Dampfdruck die Existenz von undissoziierten HCl-Molekülen annehmen muß, kann man nur sagen, daß ihre Konzentration in der Lösung so gering sein muß, daß ein Ramaneffekt nicht beobachtbar ist.

Die Untersuchungen sollen an anderen Substanzen fortgesetzt werden.

Leipzig, Physikalisches Institut, Januar 1931.

E. Rexer (Halle a. d. S.), Diffussion von Natrium in Steinsalz.

Die bekannte Färbung von *NaCl*-Kristallen mit Natrium wird durch eine Art von Diffusion des Alkalimetalls herbeigeführt. Es wird kurz über Versuche berichtet, die sich mit dieser Diffusion selbst und ihrer Abhängigkeit von der Wärmevergangenheit des Kristalls befassen. Im wesentlichen wurden natürlich vorkommende Steinsalzkristalle verschiedener Herkunft untersucht. Über Schmelzflußkristalle, andere Alkalihalogenide sowie andere diffundierende Alkalimetalle wird demnächst ausführlich berichtet[1]).

Für die Untersuchungen wurde eine geeignete Diffusionsanordnung entwickelt. Das *Na* befindet sich in der Höhlung einer durchbohrten Steinsalzplatte und diffundiert bei entsprechend hoher Temperatur in die beiderseits angepreßten Kristallproben. Die Versuchstemperatur ist im elektrischen Ofen genau einstellbar, die Diffusionsbedingungen genau bekannt und reproduzierbar. Nach beendeter Diffusion werden die Kristalle in Platten gespalten, die leicht genauer Untersuchung zugänglich sind. Diese Untersuchung erstreckte sich zunächst auf rein makroskopische Beobachtungen, wie Farbe und Eindringtiefe des *Na*, und auf die Feststellung der ultramikroskopischen Anordnung der Teilchen.

Ungetemperte Kristalle zeigen nach der Diffusion je nach ihrer Herkunft charakteristische Färbungen, vielfach verschiedenfarbige Ringzonen, meist braune bis grüne Farbtöne. Die Intensität der Farbe nimmt dabei mit zunehmender Entfernung von der Eindringfläche stetig ab. In der Nähe der natürlichen Begrenzungsflächen tritt nach dem Abfall der Intensität auf Null plötzlich eine im allgemeinen scharf begrenzte, stark rot gefärbte Grenzschicht auf. Erfolgt die Färbung des Kristalls während längerer Zeit, so kann diese Grenzschicht als geschlossene Kuppe auftreten, außerhalb der keine Färbung mehr und innerhalb der erst in etwa 1 mm Abstand wieder Färbung festzustellen ist.

Die Färbung der hochgetemperten Kristalle ist wesentlich gleichförmiger und intensiver, meist rot bis violett. Die Eindringtiefe, hier durch eine sehr scharfe Grenze gut gekennzeichnet, ist bedeutend geringer als im ungetemperten Kristall.

Ultramikroskopisch ist der ungetemperte Kristall durch eine sehr unregelmäßige Anordnung der kolloiden *Na*-Komplexe charakterisiert. Sehr dichte Besetzungen längs verhältnismäßig grober inniger Kanäle und Spalten wechseln ab mit wolkenförmigen Anordnungen, netzartiger Struktur usw. Dabei ist die Farbe der Teilchen sehr verschieden. Verfolgt man die Färbung in Richtung der erwähnten Grenzschicht, so wird die Intensität Null bestätigt, dadurch daß praktisch keine Ultramikronen vorkommen. Die Grenzschicht selbst ist sehr dicht mit Ultramikronen besetzt und meist scharf begrenzt. Gelegentliche Abweichungen sind auf Besetzungen von kanalartigen Störungen zurückzuführen, und geben so ein anschauliches Bild von dem schnelleren Vordringen des *Na* längs derartiger Unregelmäßigkeiten des Kristalls.

Im hochgetemperten Kristall sind die Teilchen fast durchweg gleicher Farbe und im gefärbten Bereich äußerst regelmäßig verteilt. Die groben kanalartigen Störungen sind verschwunden, Besetzungen längs Kanälen oder wolkenförmige Anordnungen kommen kaum vor.

Die Gesamtheit der erhaltenen Befunde spricht dafür, daß keine reine Diffusion des *Na* in reinem Grundmaterial vorliegt, sondern, daß noch irgendwelche anderen Vorgänge teilhaben. Wenn ein hochgetemperter verfärbter Kristall mit scharfer Grenze nach Beseitigung der *Na*-Zufuhr weiter erhitzt wird, tritt kein allmählicher Farbausgleich im Kristall auf; die bisher ungefärbten Kristallteile bleiben ungefärbt, aus den gefärbten Gebieten verschwindet die Farbe allmählich. Die scharfe Grenze bleibt dabei durchaus erhalten. Die Rückwanderung des *Na* erfolgt demnach nur auf demselben Wege wie die Einwanderung. Es scheint, wie wenn das eindringende *Na* im Kristallinneren irgendwie reagiert und erst dann weiterdringt, wenn die Reaktion örtlich beendet ist. Die Mitwirkung winziger Verunreinigungsmengen ist am unmittelbarsten an dem verschiedenen Verhalten von ungetemperten und getemperten Kristallen erkennbar, wie das an einer Reihe von anderen Kristalleigenschaften auch schon früher gefunden worden ist.

Neuere Untersuchungen über die ultramikroskopische Beschaffenheit der Kristalle[2]) haben gezeigt, daß sogar im mechanisch und optisch vollkommensten Kristall Verunreinigungen in Gestalt von weißen Ultramikronen festzustellen sind. Bei geeigneter Wärmebehandlung verschwinden diese Ultramikronen oberhalb einer bestimmten Temperatur, sie werden allmählich im Kristall aufgelöst. Im schwach getempert verfärbten Kristall kommen diese weißen Ultramikronen noch häufig vor und sind hier von zahlreichen gefärbten *Na*-Ultramikronen umgeben. Die *Na*-Ultramikronen sind kugelsymmetrisch in verschiedenen Farben angeordnet und treten im Bild als konzentrische Ringe farbiger Partikel mit dem weißen Ultramikron

1) Erscheint in der Zeitschr. f. Phys. 1931.

2) R. Matthäi, Zeitschr. f. Phys. 1931.

als Zentrum auf. Die kolloidale Ausscheidung des *Na* liefert hier gewissermaßen eine Abbildung von der räumlichen Verteilung der amikroskopisch gelösten Substanz des zentralen Ultramikrons. Die Regelmäßigkeit der Färbung des hochgetemperten Kristalls ergibt sich daraufhin als einfache Folge seiner weitgehenden Homogenisierung in bezug auf die räumliche Verteilung seiner Verunreinigungen.

Halle (Saale), Institut für theoretische Physik.

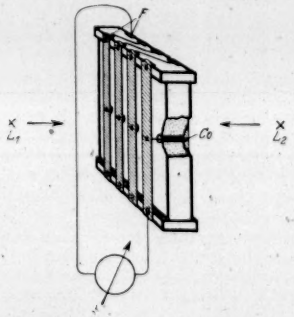
Horst Teichmann (Dresden), Über objektive Vergleichsphotometer.

Nach folgendem Prinzip lassen sich Photometer konstruieren, welche zwei Lichtquellen objektiv zu vergleichen gestatten:

Durch die Belichtungen seitens der Lichtquellen werden unter Zuhilfenahme eines Effektes, bei welchem Strahlungsenergie in elektrische Energie umgesetzt wird, zwei einander entgegengesetzte, elektromotorische Kräfte erzeugt, die sich im Falle der Gleichheit der Belichtungen vollständig kompensieren.

Nachdem bereits früher ein Photometer beschrieben worden ist, das als strahlungselektrischen Effekt den Sperrschichtphotoeffekt verwendet[1])[2]), wird ein anderes Photometer angegeben, bei welchem die wirksamen elektromotorischen Kräfte auf thermoelektrischem Wege erzeugt werden.

Auf einem Gestell aus Hartgummi sind beiderseitig Kupferfolien (F) von 0,02 mm Dicke befestigt, die durch Konstantandrähte (Co) so verbunden sind, daß die einen Lötstellen der Belichtung durch die Lichtquelle L_1, die anderen



der durch L_2 ausgesetzt sind. Bei gleicher eingestrahlter Energie auf beiden Seiten werden die Lötstellen gleichstark erwärmt, so daß kein Strom durch das als Nullinstrument dienende Spiegelgalvanometer fließt.

Das Photometer besitzt den Vorteil, auch bei verschiedenfarbigen Lichtquellen einen einwandfreien Energievergleich zu ermöglichen. Das Meßverfahren ist eine Nullmethode; gemessen werden die Lichtquellenabstände vom Photometer.

Eine ausführliche Mitteilung, in welcher außer den beiden genannten auch ein Photometer, welches auf dem äußeren lichtelektrischen Effekt beruht, besprochen werden wird, soll demnächst in der Zeitschrift für Physik erscheinen.

1) Horst Teichmann, Naturw. **18**, 867, 1930.
2) B. Lange, Physik. Zeitschr. **31**, 964, 1930.

Horst Teichmann (Dresden), Über die Temperaturabhängigkeit des Sperrschichtphotoeffektes.

Es wird ein Demonstrationsversuch vorgeführt, welcher den Verlauf des lichtelektrischen Stromes

in Abhängigkeit von der Temperatur, wie er aus der Figur ersichtlich ist, einem größeren Kreis sichtbar macht.

Eine ausführlichere Mitteilung ist inzwischen in der Zeitschr. f. Phys. **67**, 192, 1931 erschienen.

R. Suhrmann (Breslau), Über den Aufbau der emittierenden Oberfläche beim selektiven lichtelektrischen Effekt.

Untersuchungen des Verfassers in den letzten drei Jahren über die Sensibilisierung von Alkalimetall-Zellen führten zu der Hypothese, daß sich beim spektralen selektiven Effekt eine Kaliumverbindung auf der Metalloberfläche befindet, die wiederum mit Kalium in atomarer Verteilung bedeckt ist. Die Schichtdicke der Verbindung ist so gering, daß sie den Durchtritt von Elektronen noch zuläßt.

Durch Versuche des Verfassers gemeinsam mit Dipl.-Ing. Barth und Csesch erfährt diese Ansicht eine gute Stütze. Bringt man nämlich auf eine selektive Kaliumoberfläche Spuren einer Substanz, die mit dem Alkalimetall schwach reagiert, so müssen zunächst die Kaliumatome reagieren und die Selektivität sollte verschwinden. Durch darauf folgendes vorsichtiges Wiederaufdampfen von Alkalimetall in Spuren sollte die Oberfläche wieder selektiv werden. Als schwach reagierende Substanz wurde Naphthalin genommen, das vorher durch mehrfaches Umsublimieren im Vakuum von Feuchtigkeit und anderen leichter flüchtigen Substanzen befreit worden war. Beim Zulassen von Naphthalindampf verschwand in der Tat das selektive Maximum, die Empfindlichkeitskurve wurde normal. Weiterer Naphthalindampf setzte die Empfindlichkeit gleichmäßig herab. Wurden jetzt geringe Mengen Kalium auf die an der Oberfläche in äußerst dünner Schicht sitzende Kalium-Naphthalinverbindung gebracht, so erschien ein steiles selektives Maximum, das wesentlich höher als das anfängliche lag.

Als Gegenversuch brachten wir auf die anfängliche selektive Kaliumoberfläche eine Spur Paraffin, das vorher sorgfältig von ungesättigten Verbindungen und Fettsäuren befreit und mehrfach im Vakuum destilliert worden war. Paraffin vermag sich mit Kalium nicht zu verbinden. Jetzt verschwand das Maximum nicht, sondern die Empfindlichkeit nahm im ganzen Spektralbereich gleichmäßig ab. Wurde nun auf die Paraffinhaut Kalium aufgebracht, so wuchs die Elektronenemission zwar ein wenig an, übertraf aber die anfängliche nicht; ein ausgeprägtes selektives Maximum trat in diesem Fall nicht auf.

R. Fleischer (Dresden), Die lichtelektrische Elektronenemission an dünnen Kalium- und Caesiumschichten.

Die Angaben, die in der vorliegenden Literatur über die Elektronenausbeute beim äußeren lichtelektrischen Effekt gemacht werden, sind bezogen auf auffallendes Licht. Pohl und Pringsheim[1]) geben für eine durch Glimmentladung sensibilisierte Kalium-Zelle eine Ausbeute von 3×10^{-2} Coul/cal. an. Suhrmann[2]) erreicht an einer Kaliumschicht auf Platin durch Bestrahlung mit polarisiertem Lichte bei 340 mμ eine Ausbeute von $5{,}6 \times 10^{-2}$ Coul/cal. Der von Suhrmann angegebene Wert ist die größte bisher gemessene Elektronenausbeute beim äußeren lichtelektrischen Effekt.

Da das Quantenäquivalent bei 340 mμ 1,15 Coul/cal. beträgt, bedeutet dies eine Ausbeute von 4,9 Proz.

Es ist im folgenden versucht worden, die Elektronenausbeute an Kalium- und Caesiumschichten bei gleichzeitiger Messung der optischen Absorption durch die bestrahlte Schicht festzustellen.

Die Versuchszelle zeigt Fig. 1.

Auf das durchsichtige Goldblatt A von 100 mμ Dicke wird von B aus das Alkalimetall

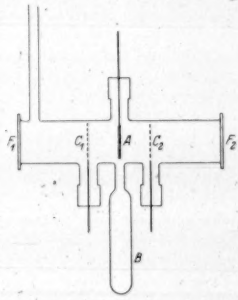


Fig. 1.

aufgedampft. C_1 und C_2 sind Auffangeelektroden. Die Quarzfenster F_1 und F_2 verschließen die Zelle beiderseitig.

Befindet sich diese Zelle zwischen der Lichtquelle und einer zweiten lichtelektrischen Zelle, so kann mittels dieser Anordnung die optische Absorption der auf dem Goldblatt befindlichen

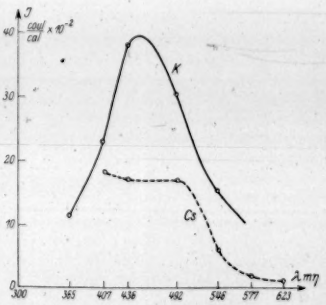


Fig. 2.

Alkalischicht festgestellt werden. Es wird mit monochromatischem, unpolarisiertem Lichte bestrahlt. Die Messungen wurden im Hochvakuum ausgeführt. Die ausgelösten Lichtelektronen werden mittels Quadrantelektrometer gemessen. Die erhaltene Ausbeute zeigt Fig. 2.

1) Verhdl. d. D. Phys. Ges. **15**, 173, 1913.
2) Zeitschr. f. Physik **55**, 701, 1929.

An der Kaliumschicht wird eine maximale Ausbeute bei 436 mμ von $37{,}9 \times 10^{-2}$ Coul/cal. erreicht. Das Quantenäquivalent beträgt für diese Linie 1,48 Coul/cal. Die Ausbeute ist also 25,7 Proz. Die der Caesiumschicht hat bei 492 mμ einen Wert von $17{,}1 \times 10^{-2}$ Coul/cal. Das Quantenäquivalent ist für diese Linie 1,66 Coul/cal. Mithin erreicht die Ausbeute 10,3 Proz.

Die Selektivität der Kaliumschicht und die Normalität der Caesiumschicht sind durch ihre Dicken zu erklären. Nach Suhrmann und Ives geben dünne Alkalischichten keinen selektiven Effekt. Auf das Dickenverhältnis der hier angeführten Schichten lassen auch die optischen Absorptionen schließen. Die Absorption der Kaliumschicht betrug in dem angegebenen Spektralbereich 3,1—4,9 Proz. mit der maximalen Absorption bei 436 mμ. An der Caesiumschicht konnte, da sie zu dünn war, keine Absorption festgestellt werden. Sie wurde bei der Berechnung der Elektronenausbeute mit 1 Proz. angenommen.

Die Versuche sollen bei Anwendung polarisierten Lichtes auf gleichzeitige Messung der Reflexion ausgedehnt werden. Außerdem soll versucht werden festzustellen, welcher Anteil der aufgestrahlten Lichtenergie in Wärmeenergie umgesetzt wird. Es wird dadurch die Gültigkeit des Quantenäquivalentgesetzes am äußeren lichtelektrischen Effekt geprüft werden.

Hildegart Göthel (Dresden), Über den äußeren lichtelektrischen Effekt an Phosphoren und seine Abhängigkeit vom Erregungszustand.

Bei früheren Untersuchungen über den äußeren lichtelektrischen Effekt an Phosphoren hatten Lenard und seine Schüler eine Abnahme der äußeren lichtelektrischen Wirkung bei Dauerbelichtung gefunden. Weiter konnte von ihnen bei Phosphoren keine Proportionalität zwischen lichtelektrischem Strom und auffallender Lichtintensität festgestellt werden. Ferner zeigte die Kurve lichtelektrische Stromstärke über Spannung keine Sättigung. Auch oberhalb von 300 Volt steigt nach Lenard und Saeland und Göggel der lichtelektrische Strom noch an. Dieses Verhalten der Phosphore könnte man nach Lenard durch eine Abnahme der lichtelektrischen Wirkung mit zunehmender Erregung erklären.

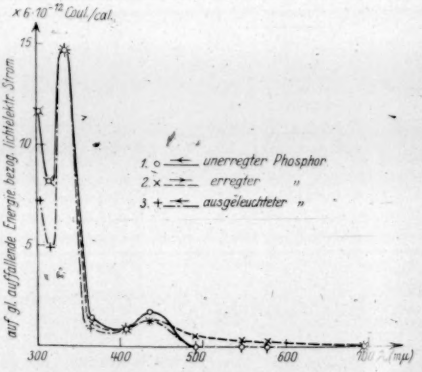
Man kann aber auch annehmen, daß es seinen Grund in der geringen Leitfähigkeit der Schichten hat. Infolge der guten Isolation des Phosphors lädt sich die Oberfläche durch Austreten lichtelektrisch ausgelöster Elektronen positiv auf und hält die neu ausgelösten Elektronen zurück.

Daß tatsächlich die geringe Leitfähigkeit der verwendeten Phosphorschichten verantwortlich zu machen ist, zeigen Versuche an äußerst dünnen Schichten eines *Ca Bi Na*-Phosphors. Bei diesen Schichten von 0,0015—0,003 mm Dicke ergeben sich folgende Resultate:

1. Der lichtelektrische Strom ist bei monochromatischer Dauerbelichtung konstant.
2. Er ist proportional zur auffallenden Lichtintensität.
3. Schon bei geringen Feldstärken wird der Sättigungsstrom erreicht.

Die früher beobachteten Eigenschaften des äußeren lichtelektrischen Effektes an Phosphoren hängen also nicht mit dem Erregungszustand der Phosphoreszenzzentren zusammen, sondern sind durch den elektrischen Widerstand der dicken Phosphorschichten vorgetäuscht.

Nachdem die Fehlerquelle, die in der geringen Leitfähigkeit der Phosphore liegt, durch Verwendung äußerst dünner Schichten vermieden ist, läßt sich eine Abhängigkeit der lichtelektrischen Wirkung vom Erregungszustand feststellen. Vorversuche mit dem unzerlegten Licht einer Quarzquecksilberlampe ergeben beim unerregten Phosphor ein langsames Anwachsen des lichtelektrischen Effektes mit der Belichtungszeit. Nach kurzer Dunkelpause steigt der lichtelektrische Strom sofort bis zu dem Wert an, den er während der vorhergehenden Belichtung langsam erreicht hatte. Nach langer Dunkelpause ergibt sich das langsame Anwachsen wie



beim unerregten Phosphor. Dieses Verhalten deutet auf eine Verschiebung der langwelligen Grenze der lichtelektrischen Wirkung nach langen Wellen mit zunehmender Erregung hin. Dadurch wird der Wellenlängenbereich des wirksamen Lichtes vergrößert und die Anzahl der in der Zeiteinheit lichtelektrisch ausgelösten Elektronen erhöht.

Messungen mit monochromatischem Licht bestätigen diese Verschiebung der langwelligen Grenze.

Kurve 1 zeigt die spektrale Verteilung des äußeren lichtelektrischen Effektes beim unerregten Phosphor und stimmt mit der von Göggel angegebenen gut überein. Über einen normalen lichtelektrischen Effekt sind in Gebieten, in denen Maxima der Phosphoreszenzerregung auftreten, selektive Maxima des äußeren lichtelektrischen Effektes gelagert. Nach längerer erregender Belichtung verschiebt sich die rote Grenze nach längeren Wellen (Kurve 2). Dieser Effekt läßt sich rückgängig machen durch Bestrahlung mit einer auslöschenden Wellenlänge, die erst im erregten Zustand absorbiert wird (Kurve 3). Die rote Grenze ist wieder zurückgewandert und die spektrale Verteilung hat die Form für den noch nicht bestrahlten Phosphor angenommen.

Die Verschiebung der langwelligen Grenze der äußeren lichtelektrischen Wirkung wird also durch den Erregungszustand des Phosphors hervorgerufen. Eine Verschiebung der roten Grenze mit der Erregung haben schon Gudden und Pohl bei der inneren lichtelektrischen Wirkung an Isolatoren festgestellt. Es besteht demnach auch hier eine Analogie zwischen dem inneren und dem äußeren lichtelektrischen Effekt.

Die ausführliche Veröffentlichung erscheint demnächst in den Annalen der Physik.

E. Teller und L. Tisza (Leipzig), Über mehratomige Moleküle.

Bei der Trägheitmoment-Bestimmung von mehratomigen Molekülen aus ihrem ultraroten Absorptionsspektrum ergeben sich bekanntlich einige Schwierigkeiten. Beim Methan sind z. B. zwei Banden aufgelöst. Aus der einen, die bei $3{,}3\,\mu$ liegt, bekommt man ein fast doppelt so großes Trägheitsmoment, wie aus der $7{,}7\,\mu$-Bande. Dies steht natürlich im Widerspruch zu dem Tetraedermodell des Methans. Ein anderer Fall ist der der Methylhalide. Hier sollte man ein kleines und ein großes Trägheitsmoment erwarten. Man bekommt aber für das kleine Trägheitsmoment verschiedene Werte, wenn man die Rotationsstruktur der verschiedenen Banden benützt. Diese Unstimmigkeiten wurden schon von Bennet und Meyer auf die Wechselwirkung zwischen Oszillation und Rotation zurückgeführt. Wir haben versucht diesen Gedanken im einzelnen durchzuführen. Ich will mich hier auf die Methylhalide beschränken. Bei diesen erfolgt nämlich die Bewegung um die Achse des großen Trägheitsmomentes langsam und man kann daher das ganze Problem als eine einfache ebene Bewegung um die Figurenachse auffassen. Wir machen uns ein einfaches Modell, indem wir drei H-Atome in die Ecken eines starren gleichseitigen Dreiecks setzen und uns ein C-Atom denken, welches zu dem Mittelpunkt des Dreiecks mit anisotropen Kräften gebunden ist. Führt man nun den absoluten Drehwinkel (φ) des H-Dreiecks und die auf das Dreieck bezogenen Polarkoordinaten des C-Atoms (r, ϑ) ein, so lautet die Schrödinger Gleichung:

$$B\left[\frac{\partial}{\partial\varphi}-\frac{\partial}{\partial\vartheta}\right]^2\psi + C\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\vartheta^2}\right)\psi + [E-U(r,\vartheta)]\psi=0.$$

Den größten Beitrag zur Energie geben die beiden letzten Glieder (Oszillationsenergie). Wir nehmen an, daß dieser Teil der Differentialgleichung schon gelöst ist und fassen das erste Glied als Störung auf. Dieses enthält die Rotationsenergie Bm^2 und die Wechselwirkung zwischen Oszillation und Rotation: $-2Bm\int\psi\frac{\partial}{\partial\vartheta}\psi\,dr\,d\vartheta$. Dabei enthält B im wesentlichen das Trägheitsmoment, welches in allen Banden dasselbe ist. Das Integral $\int\psi\frac{\partial}{\partial\vartheta}\psi\,dr\,d\vartheta$ ist aber in verschiedenen Oszillationszuständen verschieden. Damit können die scheinbaren Unterschiede in den Trägheitsmomenten erklärt werden. Die Rechnung zeigt, daß für isotrope Kräfte (Wechselwirkung zwischen Oszillation und Rotation gleich Null) der Linienabstand in den Banden gleich Null wird, während für starke Koppelung der Linienabstand sich dem aus dem wahren Trägheitsmoment berechneten nähert. Die experimentellen Ergebnisse sprechen für starke Koppelung. Ganz ähnliche Überlegungen gelten für das Methan, bloß wird die Sache hier dadurch kompliziert, daß es sich um einen dreidimensionalen Fall handelt. — Über die Einzelheiten wird in einer ausführlichen Arbeit berichtet werden.

H. Gajewski (Leipzig), Röntgeninterferenzen an zwei- und dreiatomigen Molekülen leichter Gase.

Die Zerstreuungsversuche (mit Kupferstrahlung) erstreckten sich auf die Gase Stickstoff, Sauerstoff, Kohlendioxyd, Ammoniak und auf die Dämpfe von Schwefelkohlenstoff und Wasser. Die Streuintensität wurde nach der photographischen Methode bestimmt in drei verschiedenen Zerstreuungskammern, die zusammen den Winkelbereich von etwa 15^0 bis 150^0 zu beobachten

gestatteten. Die Aufnahmen wurden nach zwei Richtungen hin verwertet:

1. Zur Prüfung der Theorie,

2. zur interferometrischen Ausmessung einiger Moleküle.

Zu 1.: Die allgemeine Streuformel von Debye (1)

$$I \sim \sum_p \sum_q \Psi_p \Psi_q \frac{\sin x_{pq}}{x_{pq}} \qquad (1)$$

enthält in den Amplitudenfaktoren Ψ die Streufunktion

$$\Phi(u) = \frac{1}{u} \int_0^\infty q^{3/2}(x)\, x^{1/2} \sin(ux)\, dx \qquad (2)$$

für das Atom, die man unter Zugrundelegung der Thomas-Fermischen Elektronenverteilung $q(x)$ erhält. Durch Vergleich der nach (1) berechneten und der durch die Experimente bestimmten Streukurven kann man entscheiden über die Güte der näherungsweise angenommenen Elektronenverteilung im Atom. Die Versuche ergeben, daß die Thomas-Fermische Verteilung eine recht gute Näherung ist. Ferner werden die folgenden theoretischen Erwartungen durch die experimentelle Untersuchung bestätigt:

a) Bei konstantem Atomabstand l ergibt das Molekül aus Atomen mit dichterer Elektronenladung, d. h. mit kleinerem charakteristischen Atomradius $a = \frac{0{,}47}{z^{1/3}}$ Å den besseren Interferenzeffekt.

b) Im Falle des größeren Atomabstandes l werden die Interferenzen bei gleichbleibendem charakteristischen Radius a, d. h. bei gleicher Elektronenkonzentration besser ausgebildet.

Die Versuche an N_2 ergeben entsprechend den theoretischen Erwartungen keine Interferenzerscheinung, während bei O_2 nach a) und b) der etwas größere Atomabstand l ($l_{O-O} = 1{,}21$ Å, $l_{N-N} = 1{,}10$ Å, Rasetti(2)) und die etwas konzentriertere Elektronenladung genügen, um in der theoretischen Streukurve ein erstes Interferenzmaximum auszubilden. Der experimentelle Verlauf der Streuintensität zeigt dieses erste Maximum ebenfalls, wenn auch nicht so deutlich wegen der bei der Streuung auftretenden Comptonstrahlung, die einen zusätzlichen, mit wachsendem Streuwinkel stärker werdenden Untergrund zur kohärent gestreuten Strahlung liefert. Diese inkohärente Strahlung macht sich in allen Aufnahmen bemerkbar und äußert sich in dem weniger raschen Abfall der Streuintensität bei großen Winkeln gegenüber den theoretischen Streukurven.

CO_2 zeigt gegenüber O_2 im Experiment das wegen des größeren Atomabstandes ($l_{O-O} \approx 2{,}5$ Å) zu erwartende bessere Interferenzbild. Es werden zwei Maxima ausgebildet, das zweite besser als das erste, was im wesentlichen auf die Interferenzwirkung des im linearen CO_2-Modell zentralen C-Atoms zurückzuführen ist, wie schon die Betrachtung der punkttheoretischen Kurve zeigt.

Größerer Atomabstand ($l_{S-S} \approx 3{,}0$ Å) und konzentriertere Elektronenladung ergeben bei CS_2 eine noch bedeutend bessere Interferenzwirkung als bei CO_2. Die zwei deutlichen Interferenzmaxima kommen auch im Experiment gut heraus.

Zu 2. Aus den evtl. ausgebildeten Interferenzmaxima und -minima oder irgendwie anders charakteristischen Punkten der Streukurve kann man auf die Atomabstände in dem betreffenden Molekül schließen. Die Extremwerte der Streuintensität erscheinen in der theoretischen Kurve bei bestimmten Werten von $\frac{x}{\pi}$, in der experimentellen Kurve bei bestimmten Werten von $s = 2 \sin\vartheta/\lambda$. Aus diesen Größen erhält man wegen der Beziehung $x = k \cdot s \cdot l$ den Atomabstand zu $l = \frac{x}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{2s}$.

Auf diese Art wurden die Atomabstände für die Moleküle CO_2 und CS_2 ermittelt. Die Resultate sind mit den aus anderen Methoden folgenden Abständen nachfolgend zusammengestellt:

CO_2: l_{O-O}	$= 2{,}45 \pm 0{,}15$ Å	(Röntgenstrahlen)
	$= 2{,}25 \pm 0{,}05$ Å	(Elektronenstrahlen: Wierl (3))
	$= 2{,}84$ Å	(Braggsche Atomradien)
	$= 2{,}10$ Å	(Keesom (4): Strukturuntersuchung der festen Kohlensäure)
CS_2 : l_{S-S}	$= 3{,}05 \pm 0{,}10$ Å	(Röntgenstrahlen)
	$= 3{,}20 \pm 0{,}05$ Å	(Elektronenstrahlen: Wierl (3))
	$= 3{,}59$ Å	(Braggsche Atomradien)
	$= 2{,}77$ Å	(spektroskopische Messungen: Jenkins (5)).

Die Untersuchungen an NH_3 und H_2O wurden zum Vergleich mit den theoretischen F-Kurven von N und O angestellt. Es ergab sich jedoch bei kleinen Streuwinkeln in beiden Fällen ein Überwiegen der experimentellen Intensität gegenüber der errechneten. Dieser Unterschied verschwindet, wenn man die Streukurven für das NH_3- und H_2O-Molekül nach der allgemeinen Formel unter Berücksichtigung der H-Atome

mit Atomabständen aus spektroskopischen Messungen (Mecke (6)) berechnet. Obwohl die Aneinanderreihung von Atomen mit zentrischsymmetrischer Ladungsverteilung um den Kern zu Molekülen sicher nicht ganz der Wirklichkeit entspricht, so kann man doch qualitativ den Effekt in der angegebenen Weise erklären und damit ebenso wie mit den anderen Experimenten die Güte der Theorie bestätigen, die auch so kleine Interferenzwirkungen wie im Falle von O_2, oder die geringen Einflüsse der H-Atome in NH_3 und H_2O angenähert richtig wiedergibt.

Es ist mir ein Bedürfnis, Herrn Prof. P. Debye für sein stetes, förderndes Interesse an dieser Arbeit meinen besten Dank auszusprechen.

Literatur.

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 419, 1930.
2) F. Rasetti, Phys. Rev. **34**, 367, 1929.
3) R. Wierl, Physik. Zeitschr. **31**, 1028, 1930 und Zeitschr. f. Elektroch. **36**, 949, 1930.
4) De Smedt und Keesom, Zeitschr. f. Krist. **62**, 312, 1926.
5) F. A. Jenkins, Astrophys. Journ. **70**, 191, 1929, Nr. 3.
6) R. M. Badger und R. Mecke, Zeitschr. f. phys. Chemie (B) **5**, 333, 1929 und R. Mecke, Physik. Zeitschr. **30**, 907, 1929.

A. Naumann (Leipzig), Experimentelle Untersuchungen über die Entstehung der turbulenten Rohrströmung.

An einem Glasrohr wurde die Strömungsform des Rohreinlaufes mit Hilfe von Farbfäden sichtbar gemacht und photographisch, bzw. kinematographisch festgehalten. Die Versuche ergaben, daß der Rohreinlauf drei charakteristische Strömungsformen aufweist: ungestörte Laminarströmung, Diskontinuitätsfläche mit kleinen wirbeligen Einrollungen, großer Wirbel, aus dem sich Teilwirbel abschnüren. Mit dem Übergang von der zweiten zur dritten Strömungsform am Einlauf ist der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung in großer Entfernung vom Einlauf gekoppelt, d. h. die kritische Zahl des Rohres fällt mit einer kritischen Zahl des Einlaufes zusammen.

Um der Frage nach dem Mechanismus der Turbulenzentstehung näher zu kommen, mußte vor allem ein Weg gefunden werden, die Stärke der vom Einlauf aus in die Strömung gesandten Störungen zu ermitteln. Sie (bzw. ihre Zirkulation) ergibt sich aus den photographisch fixierten Wirbeln am Einlauf, da diese als Konzentrationsstellen der Diskontinuitätsfläche (bekannter Wirbelstärke) aufgefaßt werden können. Läßt man für diese Störungswirbel den Thomsonschen Satz von der Konstanz der Zirkulation gelten, so kann man weiter stromab ihre Zirkulation (pro Längeneinheit) vergleichen mit der Zirkulation der ungestörten Laminarströmung. Führt man diesen Vergleich durch für eine an die Wand grenzende Schicht von der Dicke der Störungswirbel, so findet man, daß die Zirkulation der letzteren, welche für kleine Reynoldssche Zahlen kleiner als die der Laminarströmung ist, die letztere etwa bei der beobachteten kritischen Zahl erreicht. Man kann also sagen, daß die Turbulenz dann einsetzt, wenn die Störungswirbel stärker werden, als die in der Laminarströmung der betr. Schicht enthaltene Wirbelung ist. In qualitativer Übereinstimmung mit diesem Ergebnis ist auch der beobachtete Anstieg der kritischen Zahl mit abnehmender Anlauflänge.

Die Untersuchungen wurden auf Veranlassung von Herrn Prof. Schiller[1]) in der Abteilung für angewandte Mechanik und Thermodynamik am Physikalischen Institut der Universität Leipzig ausgeführt.

1) Vgl. dessen Bericht in den Verhandlungen des III. Intern. Kongr. f. techn. Mechanik. Stockholm.

H. Kurzweg und H. Möbius (Leipzig), Die Vogelsche Eichkurve des Englerschen Zähigkeitsmessers und die laminare Anlaufströmung.

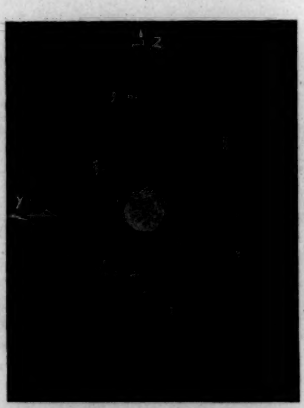
Zur Umrechnung der „Englergrade" (relative Ausflußzeiten) in „absolute Zähigkeiten" ist neuerdings bevorzugt die empirische Gleichung von H. Vogel[1]). Da theoretische Berechnungen bisher noch nicht zu Übereinstimmung mit der Erfahrung geführt hatten[2]), wandten wir auf Veranlassung von Prof. Schiller die für das kurze Ausflußröhrchen des Englerapparates einschlägige laminare Anlauftheorie[3]) auf die Vorgänge im „Engler" an. Dabei ergab sich bereits eine sehr weitgehende Übereinstimmung mit Vogels empirischer Gleichung. Eine verbleibende geringe Differenz konnte auf den Kontraktionsverlust am scharfrandigen Einlauf zurückgeführt werden.

Ein „Modellversuch" in vergrößertem Maßstab (3:1) lieferte ebenfalls — in Übereinstimmung mit dem Ähnlichkeitsgesetz — völlig genau die Vogelsche Eichkurve.

1) H. Vogel, Die Bedeutung der Temperaturabhängigkeit der Viskosität. Zeitschr. f. angew. Chem. **35**, 561, 1922.
2) Vgl. S. Erk, Zähigkeitsmessungen an Flüssigkeiten und Untersuchungen von Viskosimetern. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurwes., Heft 288, 32 ff., 1927.
3) L. Schiller, Untersuchungen über laminare und turbulente Strömung. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurwes., Heft 248, 17 ff., 1922.

H. Straubel (Jena), Piëzoelektrische Quarzoszillatoren.

Die stabförmigen Quarzoszillatoren wurden bisher meistens so aus dem Kristall herausgeschnitten, daß ihre 3 Flächennormalen parallel waren zu einer der elektrischen Achsen (X), der optischen Achse (Z) und zu der auf beiden senkrecht stehenden Y-Achse. Die berechnete Eigenfrequenz solcher Stäbe stimmt nach Beobachtungen des Verf. mit dem experimentellen Befund nicht überein. Die Ursache liegt darin, daß der Stab versucht, entgegen der geometrischen Begrenzung in physikalisch ausgezeichneten Richtungen der Elastizität zu schwingen. Die Schwingung erfolgt in der Y-Z-Ebene. Schneidet man Oszillatoren in einer solchen ausgezeichneten



Richtung, so stimmen berechnete und Eigenfrequenz bis auf wenige Promille überein und die Schwingung folgt der geometrischen Begrenzung. (Nachweis der Knotenlinien mittels Bärlappsamen.)

Die ausgezeichneten Schwingungsrichtungen treten auch bei kreisförmig begrenzten Oszillatoren auf (A. Meissner). Macht man die Begrenzung in der Y-Z-Ebene jedoch nicht kreisförmig, sondern so, daß als Radien die Wurzeln aus den Elastizitätsmoduln der verschiedenen Richtungen aufgetragen werden, so muß eine solche Scheibe in ihrer ganzen Ebene eine einheitliche Frequenz besitzen. Die Figur zeigt, daß jetzt der Bärlappsamen von allen Seiten gleichmäßig in den Mittelpunkt zusammengeschüttelt wird.

(Näh. s. in der Mitte des Jahres in der Zeitschr. f. Hochfr.-Tech. erscheinenden Diss. d. Verf.)

Ernst Grossmann (Jena), Versuch über die Ausbreitung des Schalls an einem schwingenden Quarz. (Ausführlicher Bericht erscheint demnächst in der Dissertation des Referenten in den Annalen der Physik.)

Der Referent zeigt an Staubfiguren und Photographien von solchen, daß, wenn man einem schwingendem Piezoquarz einen Reflektor gegenübersetzt, die sich ausbildenden Knotenlinien Abweichungen zeigen gegenüber der zu erwartenden Hyperbelgestalt, oder (in der Nähe des Quarzes) gar nicht entstehen. Er begründet dies durch die Überlagerung einer mit der Entfernung vom Sender abnehmenden, fortschreitenden Welle und der nur einem Teil dieser ausmachenden stehenden Welle. Aus der Gestalt der Abweichungen gegenüber der Hyperbelgestalt schließt der Referent auf die Richtungswirkung einer Senderfläche, deren Dimensionen von der Größenordnung der Wellenlänge sind.

L. Bergmann und W. Doerfel (Breslau), Messungen im Strahlungsfelde einer zwischen zwei parallelen, leitenden Flächen erregten Linearantenne.

Im Anschluß an eine Arbeit von Weyrich „Zur Theorie der Ausbreitung elektrischer Wellen längs der Erdoberfläche“[1]), in der der Fall einer zwischen zwei parallelen, ebenen Flächen unendlich großer Leitfähigkeit strahlenden Antenne streng theoretisch behandelt und Formeln für die Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke für jeden Punkt des Raumes abgeleitet werden, wurde dasselbe Problem einer zwischen parallelen, leitenden Flächen schwingenden Antenne experimentell untersucht. Das genannte Problem hat auch eine gewisse Bedeutung für die praktische drahtlose Telegraphie, bei der ja bekanntlich die elektrischen Wellen zwischen der leitenden Erdoberfläche und der die Erde umgebenden Heavisideschicht sich ausbreiten.

Als Sender diente eine mit ungedämpften Schwingungen in der Grundschwingung erregte Linearantenne. Die Wellenlänge betrug 33,1 cm. Die Antenne befand sich zwischen zwei parallelen Metallflächen von je 4mal 4 Meter Größe. Der Abstand der beiden Flächen konnte beliebig eingestellt werden. Das zwischen den Flächen sich ausbreitende, elektromagnetische Feld wurde mittels eines in jeder Richtung im Raum verschiebbaren Linearempfängers ausgemessen. Es ergab sich in jeder Weise eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den Annalen der Physik.

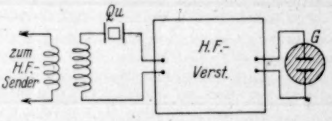
1) Ann. d. Phys. **85**, 552, 1928.

A. Harnisch (Dresden), Ein hochselektiver Hochfrequenzverstärker und der experimentelle Nachweis der Seitenbänder bei Modulation. (Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule Dresden.)

Hochfrequenz- und Tonfrequenzgeneratoren werden heute stabilisiert, indem man die die Frequenz bestimmenden elektrischen Schwingungskreise durch mechanisch schwingungsfähige Gebilde ersetzt (quarzgesteuerte Sender, magnetostriktiv gesteuerte Sender, durch Stimmgabel gesteuerte Sender). Die besser stabilisierende Wirkung dieser mechanischen Gebilde beruht hauptsächlich auf ihrer geringen Dämpfung. Während die elektrischen Schwingungskreise, wie sie heute z. B. in Rundfunkempfänger eingebaut werden, ein log. Dekrement in der Größenordnung von $d = 0{,}05$ haben und dieses Dekrement nur durch unverhältnismäßig hohen Materialaufwand weiter herabgesetzt werden kann, lassen sich piezoelektrische Quarzanordnungen von exakt definierter Eigenfrequenz ohne Schwierigkeit mit einem 100mal kleineren Dekrement herstellen.

Es liegt der Gedanke nahe, auch empfangsseitig die elektrischen Schwingungskreise durch solche mechanische Gebilde zu ersetzen. Beim Empfänger kommt es darauf an, nur ein sehr schmales Frequenzband, nämlich die Seitenbänder eines Senders zu verstärken; diese Frequenzauswahl erfolgt bei Hochfrequenzempfängern durchweg mit elektrischen Resonanzkreisen. Bekanntlich ist die Breite einer Resonanzkurve direkt proportional seiner Dämpfung, man wird also durch Austausch eines elektrischen Schwingungskreises gegen einen Quarz leicht 100mal geringere Bandbreiten erzielen können. Diese Bandbreite ist viel zu klein, als daß man damit z. B. die Seitenbänder eines modulierten Rundfunksenders gleichzeitig empfangen könnte, wie es die Demodulation verlangt. Im Gegenteil, es gelingt, die Seitenbänder einzeln nachzuweisen.

Die Figur gibt die Versuchsanordnung. Ein zweistufiger Drosselspulenverstärker, der innerhalb eines weiten Frequenzbereiches gleichmäßig



verstärkt, wird selektiv gemacht durch Vorschalten eines Quarzes (Eigenschwingung 200 KHz). Am Ausgang des Verstärkers liegt eine Glimmlampe G als Indikator.

An den Verstärker lose angekoppelt ist ein Sender von einer Frequenz ungefähr gleich der des Quarzes. Mit Hilfe einer Feinabstimmung kann sie sehr fein geregelt werden. Nur wenn die Frequenz des Senders genau mit der des Quarzes übereinstimmt, entsteht infolge des Piezoeffekts am Eingang des Verstärkers eine große Spannung, die verstärkt die Glimmlampe G zum Aufleuchten bringt. (Versuch.)

Wird der Sender von der Frequenz f_h mit der Frequenz f_n amplitudenmoduliert, so müssen, wie die Fourier-Analyse ergibt, zwei neue Frequenzen $(f_h + f_n)$ und $(f_h - f_n)$ auftreten. Entsprechend erhält man beim Durchdrehen der Feinabstimmung ein dreimaliges Aufleuchten. (Versuch.) Es zeigt sich, daß bei 200 KHz Trägerfrequenz Seitenbandfrequenzen im Abstand von 100 Hertz ($\frac{1}{2}$ ‰ der Trägerfrequenz) noch leicht unterschieden werden können.

Bei der Frequenzmodulation und bei der Phasenmodulation treten nach der Fourier-Analyse Seitenbänder auf, die mit Hilfe des hochselektiven Verstärkers gleichfalls gut nachgewiesen werden können. (Versuch.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Ausdehnungs-Hydrometer.

Eine neue Praktikums-Methode zur Absolutbestimmung der kubischen Ausdehnung von Flüssigkeiten.

Von E. Hiedemann.

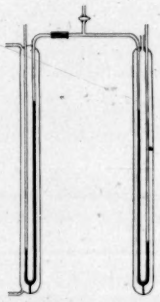
Obwohl Absolutbestimmungen im physikalischen Praktikum relativen Messungen unbedingt vorzuziehen sind, wird bei der Ermittlung der kubischen Ausdehnung von Flüssigkeiten oft nur die relative Dilatometermethode angewendet. Das ist darin begründet, daß eine absolute Messung nur mit der Dulong-Petitschen Methode der kommunizierenden Röhren möglich ist, die von Régnault[1]) sowie Thiesen, Scheel und Dies-

1) Régnault, Mém. de l'Acad. franç. XXI. 1847.

selhorst[1]) weiterentwickelt wurde. Diese Methode erfordert nun für genügend genaue Messungen recht große und exakte Apparaturen, die ja für Praktikumszwecke nicht in Frage kommen. Bei einer einfachen Apparatur aber werden die Resultate reichlich ungenau, da folgende Fehlerquellen durch die Methode gegeben sind, welche nur bei besonderer Ausführung der Apparatur unschädlich gemacht werden können: Erstens besteht eine Wärmeströmung von der heißen Flüssigkeitssäule zur kalten, diese ist ja bei kommunizierenden Röhren nicht zu vermeiden. In einer einfachen Praktikumsapparatur läßt es sich kaum verhindern, daß durch diesen Wärmestrom die Temperaturdifferenz zwischen den Flüssigkeitssäulen kleiner wird, als die Temperaturdifferenz der die Säulen umgebenden Bäder. Da diese Temperaturdifferenzen in der Berechnung als gleich angenommen werden, wird der aus den Messungen berechnete Ausdehnungskoeffizient zu klein. Eine zweite Fehlerquelle liegt in der nötigen Messung der Höhe der kalten Flüssigkeitssäule. Hierfür muß der Abstand des Flüssigkeitsmeniskus von dem gemeinsamen hydrostatischen Niveau in der Verbindungsröhre bestimmt werden. Von den Schwierigkeiten, die dadurch entstehen, daß in diesem Teil ein statisches Gleichgewicht überhaupt nicht eintreten kann, kann hier abgesehen werden, da die im Praktikum überhaupt erreichbare Genauigkeit dadurch nicht beeinflußt wird. Unbedingt notwendig ist aber die Verwendung eines geraden und genau horizontal justierten Verbindungsrohres. Diese Bedingungen sind bei einer der üblichen primitiven Glasapparaturen meistens nicht erfüllt.

Die genannten Fehlerquellen lassen sich entweder durch apparative oder methodische Verbesserung unschädlich machen oder eliminieren. Apparativ kommt z. B. bei der Bestimmung von Quecksilber die Verwendung eines U-Rohres aus Eisen mit aufgekitteten Glasröhren in Frage, wodurch erstens gegenüber einer Glasapparatur die Wärmeleitung zwischen Wasserbad und Quecksilbersäule vergrößert und damit der Unterschied der Temperaturdifferenzen der Quecksilbersäulen und der Wasserbäder verkleinert wird, und zweitens eine genauere Justierung ermöglicht wird. Jede solche rein technische Verbesserung bedeutet aber zugleich Verteuerung des Apparates.

Um diese zu vermeiden, wurde vorgezogen, durch methodische Verbesserung mit einem einfachen Apparat auszukommen. Schon Regnault war bekanntlich von der einfachsten Anwendung des Prinzips der kommunizierenden Röhren abgegangen. Er machte die Längen der beiden Quecksilbersäulen fast gleich und maß dafür die an den nicht kommunizierenden Schenkeln auftretende Druckdifferenz mittels eines Differentialmanometers. Hierbei und noch ausgesprochener bei Thiesen, Scheel und Diesselhorst fällt die Längenmessung nicht mehr so ins Gewicht, wie die direkte Messung einer Druckdifferenz, weshalb letztere ihre Apparatur mit Recht auch als hydrostatische Methode bezeichnen. Um einen einfachen und doch hinreichend genauen Praktikumsapparat zu erhalten, wurde jetzt die direkte



Verbindung der Flüssigkeitssäulen fallen gelassen. Statt kommunizierender Rohre wurde das Hydrometerprinzip benutzt.

Der Apparat besteht — siehe Figur — aus zwei U-Rohren von je etwa 80 cm Länge und etwa 6 mm Weite.

Je ein Schenkel der U-Rohre mündet offen nach oben, die anderen Schenkel sind oben L-förmig einander zugebogen, so daß sie durch einen Vakuumschlauch verbunden werden können. Einer dieser Schenkel hat einen T-Ansatz, der durch einen Hahn abgeschlossen ist, mittels dessen das U-Rohr-System in der Mitte luftdicht abgeschlossen werden kann. Jedes U-Rohr ist in ein etwa 50 mm weites Glasrohr eingeschmolzen. Zu diesem Zweck ist aus Stabilitätsgründen an das unterste Ende jedes U-Rohres ein Glasstück angeschmolzen, das wiederum in den umgebenden Glasmantel eingeschmolzen ist. Die oberen Enden der U-Rohre sind in der aus der Figur ersichtlichen Weise in die weiteren Rohre eingeschmolzen. Auf diese Weise ist eine auch bei Füllung mit Quecksilber hinreichende Stabilität gesichert. Beide umgebenden Glasrohre sind oben und unten zugeschmolzen und dienen natürlich als Wasserbäder. Das linke Rohr hat oben und unten je einen Rohransatz, durch welche entweder Wasserdampf oder Wasser höherer Temperatur aus einem Thermostaten durchgeleitet werden kann. Das rechte Rohr hat nur

1) M. Thiesen, K. Scheel und H. Diesselhorst, Wied. Ann. **60**, 340, 1897; Wiss. Abh. d. P. T. R. III, I. I und IV, I. 1904; Zeitschr. f. Instr. Kde. **20**, 345, 1900.

einen senkrecht nach oben führenden Ansatz am oberen Ende, der weit genug ist, um ein Gemisch von zerkleinertem Eis und Wasser einzufüllen, oder um nach Einlassen von Wasser von Zimmertemperatur ein Thermometer einzuführen, welches die Wassertemperatur genau zu messen gestattet. Die zu messende Flüssigkeit wird bei geöffnetem Hahn bis etwas über die Mitte der U-Rohre eingefüllt. Dann wird ein Überdruck von etwa 600—700 mm Flüssigkeitssäule im mittleren Teile des Systems hergestellt und dann dieses durch den Hahn abgeschlossen. Im Falle von Quecksilber kann man — wegen des hohen Siedepunktes — auch mit Unterdruck arbeiten, welcher durch die Wasserstrahlpumpe erzeugt werden kann. Die Niveaudifferenzen in den U-Rohren sind bei gleicher Temperatur gleich groß. Bei verschiedenen Temperaturen sind die Niveaudifferenzen umgekehrt proportional den spezifischen Gewichten der Flüssigkeitssäulen. Daraus ergibt sich dann in der bekannten Weise die Berechnung des kubischen Ausdehnungskoeffizienten. Der Verlauf der Messung ist der gleiche wie bei der einfachen Dulong-Petitschen Anordnung; nur müssen jetzt vier Kathetometerablesungen statt drei gemacht werden.

Die Vorteile des beschriebenen Apparates sind folgende: Die Bestimmung des gemeinsamen hydrostatischen Niveaus und die damit verbundenen Schwierigkeiten fallen fort. Ferner ist der Wärmeübergang zwischen den Flüssigkeiten in den U-Rohren so gering, daß man die Temperaturen der Flüssigkeitssäulen mit genügender Genauigkeit den Temperaturen der entsprechenden Wasserbäder gleichsetzen kann, wenn die Wasserbäder genügend lange auf den erwünschten Temperaturen gehalten werden. — Natürlich ist es bei dieser Hydrometeranordnung ohne weiteres möglich, Abzweigungen der U-Rohre anzubringen, in welchen empfindliche Thermometer mit den Flüssigkeiten in unmittelbarer Berührung sind; gerade bei dieser Bestimmung ist aber der völlige Verzicht auf Thermometer durch Benutzung eines Dampfbades und eines Eis-Wasser-Gemisches unbedingt vorzuziehen. — Schließlich sei noch erwähnt, obwohl die Genauigkeit einer Praktikumsmessung dadurch nicht geändert wird, daß auch bei dieser Anordnung — im Gegensatz zu der Dulong-Petitschen Apparatur — die Änderung der kapillaren Depression bzw. Erhebung durch die Temperaturdifferenz, welche durch die Temperaturabhängigkeit der Kapillaritätskonstante selbst und zweitens durch die Verschiedenheit der Rohrweite infolge der Ausdehnung wirkt, keinen Fehler bedeutet, da immer die Differenz von zwei Flüssigkeitssäulen gleicher Temperatur in die Rechnung eingeht.

Eine Fehlerquelle hat die beschriebene Apparatur mit der Dulong-Petitschen Anordnung gemeinsam; nämlich die, daß die Anvisierung der Flüssigkeitsmenisken durch die Glasmäntel und die Wasserbäder hindurch erfolgen muß, wodurch Einstellfehler des Kathetometers resultieren können, welche allerdings für Praktikumszwecke im allgemeinen nicht ins Gewicht fallen.

Für den Praktikumsgebrauch besteht aus praktischen Gründen bei beiden Methoden noch eine weitere Fehlerquelle. Man wird gerade die Absolutbestimmung von *Hg* — als Standardflüssigkeit — besonders gerne ausführen lassen wollen. Wenn man aber nicht vor jedem Versuch die Apparatur aufs peinlichste reinigen und trocknen läßt und außerdem nur ganz reines und trockenes *Hg* verwendet, dann sind oft die Menisken gleicher Temperatur nicht gleich hoch, also die Kapillardepression ist dann verschieden groß. Ferner hängt die erreichbare Meßgenauigkeit natürlich von der Güte des benutzten Kathetometers ab. Mit einem einfachen Praktikumskathetometer und ohne jedesmalige Reinigung der Apparatur ist es leicht möglich, den Fehler der Einzelmessung unter $\pm$ 3 Proz. zu halten. Der Mittelwert aus verschiedenen Messungen, besonders wenn man sowohl mit Über- wie mit Unterdruck arbeitet, darf bei *Hg* keine größere Abweichung als höchstens $\pm$ 1 Proz. von dem aus der Literatur bekannten Wert haben. Das bedeutet einen wesentlichen Fortschritt gegenüber der einfachen Dulong-Petitschen Anordnung, welche gewöhnlich im Praktikum benutzt wird, bei der die Einzelmessungen durchschnittlich einen um 10 Proz. zu niedrigen Wert ergaben und auch die Mittelwerte aus größeren Meßreihen nicht viel besser sind, da die Fehler ja nicht durch Beobachtungsfehler, sondern in erster Linie durch systematische Fehler bedingt sind.

Die überhaupt mit der Hydrometeranordnung erreichbare Genauigkeit ist natürlich wesentlich größer. Da aber der Apparat speziell Praktikumszwecken dienen soll, interessiert zunächst nur die Meßgenauigkeit, die im Praktikum erreicht und verlangt werden kann. Für ausführliche und genaue Kontrolle der unter Praktikumsbedingungen erreichbaren Genauigkeit ist der Verfasser Herrn cand. phil. F. Thill zu Dank verpflichtet.

Physikalisches Institut der Universität Köln.

(Eingegangen 1. November 1930.)

Über die Mischungskontraktion von Flüssigkeiten.

Von Nikolai Gerasimov.

Fast das ganze Volumen, welches von einer Flüssigkeit eingenommen wird, entspricht dem Werte „b", der abhängig ist von der Größe der Moleküle und in manchen Fällen (z. B. beim Quecksilber) beinahe gleich ist dem Volumen des festen Stoffes. Am einfachsten läßt sich die Kontraktion an Schüttstoffen erklären, z. B. Schrot. Es ist vollständig klar, daß beim Mischen von grobem und feinem Schrot man ein Volumen erhält, welches kleiner ist als die Summe der Volumina der Komponenten vor der Mischung. Das feine Schrot dringt in die Zwischenräume, die vom groben Schrot gebildet werden, ein. Dieser Effekt erinnert rein äußerlich an die Kontraktion der Flüssigkeiten.

Die vorliegende Arbeit ist ein Versuch, gerade von dieser Seite die Frage zu beleuchten. Zu diesem Zweck analysieren wir vor allen Dingen den Wert „b".

Unsere Mischung besteht aus zwei Molekülarten. Die Zusammenstöße der Moleküle zerfallen in Zusammenstöße zwischen gleich- und ungleichnamigen Molekülen.

Wir bezeichnen

n_1 — die Zahl der Moleküle der ersten Art,
n_2 — die Zahl der Moleküle der zweiten Art,

so daß die Zahl der Moleküle in der Mischung entspricht

$$n_1 + n_2 = N.$$

Wenn ferner

z_1' — die Stoßzahl der Moleküle der ersten Art mit der ersten Art,
z_2' — die Stoßzahl der Moleküle der zweiten Art mit der zweiten Art,
z_1'' — die Stoßzahl der Moleküle der ersten Art mit der zweiten Art,
z_2'' — die Stoßzahl der Moleküle der zweiten Art mit der ersten Art ist, so werden

$$n_1 z_1' dt, \quad n_2 z_2' dt, \quad n_1 z_1'' dt, \quad n_2 z_2'' dt$$

die Anzahl der Zusammenstöße der entsprechenden Moleküle im Laufe der Zeit „dt" sein.

Das Virial der abstoßenden Kräfte ergibt sich daher für die Grammolekülmischung, wie ich bereits früher[1]) gezeigt habe, zu

$$V_{ab.} = 2\left(\varkappa_1 z_1' \frac{d_1}{c_{01}} + \varkappa_2 z_2' \frac{d_2}{c_{02}} + 2\varkappa_1 z_1'' \frac{d_1 + d_2}{2c_0}\right) RT^2). \tag{1}$$

1) Über die freie Weglänge des Moleküls und den Koeffizienten der inneren Reibung in fluiden Stoffen. Physik. Zeitschr. **29**, 575—584, 1928.

2) Bzw. $2\frac{\varkappa_2 z_2''}{c_0} \cdot \frac{d_1 + d_2}{2}$.

Hier sind

$$\varkappa_1 = \frac{n_1}{N}, \qquad \varkappa_2 = \frac{n_2}{N},$$

d_1 und d_2 — der Moleküldurchmesser,
c_{01} — die relative Geschwindigkeit der Moleküle der ersten Art,
c_{02} — die relative Geschwindigkeit der Moleküle der zweiten Art
c_0 — die relative Geschwindigkeit der Moleküle der ersten und zweiten Art.

Bei Einführung dieser Werte in die Gleichung von Clausius

$$V_{Ab} + 3\overset{\circ}{R}T = 3pv - V_{An}$$

ergibt sich

$$\varkappa_1 z_1' \frac{d_1}{c_{01}} + \varkappa_2 z_2' \frac{d_2}{c_{02}} + 2\varkappa_1 z_1'' \frac{d_1 + d_2}{2c_0} = \frac{3}{2}\frac{b}{v - b}. \tag{2}$$

Die Wahrscheinlichkeit von Zusammenstößen von Molekülen mit Molekülen irgendeiner Art ist proportional ihrer Zahl im gegebenen Volumen, d. h.

$$z_1' = m_1 \varkappa_1, \qquad z_2' = m_2 \varkappa_2, \qquad z_1'' = m_3 \varkappa_2,$$

wo $m_1\, m_2\, m_3$ einige Proportionalitätskoeffizienten sind.

Bei Einsetzen dieser Werte in Gleichung (2) folgt

$$m_1 \varkappa_1^2 \frac{d_1}{c_{01}} + m_2 \varkappa_2^2 \frac{d_2}{c_{02}} + 2 m_3 \varkappa_1 \varkappa_2 \frac{d_1 + d_2}{2c_0} = \frac{3}{2}\frac{b}{v - b}. \tag{3}$$

Da $k_1 + k_2 = 1$, so erhält man für den Fall $k_2 = 0$

$$m_1 = \frac{3}{2}\frac{c_{01}}{d_1} \cdot \frac{b}{v - b}.$$

Der erhaltene Wert des Koeffizienten „m_1" ist sein Grenzwert. Es ist natürlich vorauszusetzen, daß bei einer jeglichen anderen Konzentration gleich wie im Falle einer reinen Flüssigkeit die Zahl der Stöße irgendeines Moleküls umgekehrt proportional des vorhandenen freien Raumes, d. h. „$v - b$" der Mischung ist.

Andererseits muß die Zahl der Zusammenstöße zwischen gleichnamigen Molekülen proportional sein ihrem Querschnitt (bzw. $\frac{b_1}{d_1}$; $\frac{b_2}{d_2}$ usw.)[1]).

Daraus folgt

$$m_1 = \frac{3}{2}\frac{c_{01}}{d_1} \cdot \frac{b_1}{v - b} \tag{4a}$$

$$m_2 = \frac{3}{2}\frac{c_{02}}{d_2} \cdot \frac{b_2}{v - b} \tag{4b}$$

1) Vorausgesetzt, daß „b_1" usw. proportional dem Eigenvolumen des Moleküls ist.

und analog

$$m_3 = \frac{3}{2}\,\frac{2c_0}{d_1+d_2}\cdot\frac{b_3}{v-b}, \qquad (4c)$$

wo b_3 eine Konstante ist, dessen Bedeutung unten erklärt wird.

Um sich von der Berechtigung dieses Ausdruckes wenigstens für Gase zu überzeugen, kann man einsetzen

$$b_1 = 4\,\frac{\pi d_1^3}{6}N, \qquad (5a)$$

$$b_2 = 4\,\frac{\pi d_2^3}{6}N. \qquad (5b)$$

Vorausgesetzt, daß

$$b_3 = 4\,\frac{\pi}{6}\left(\frac{d_1+d_2}{2}\right)^3 N, \qquad (5c)$$

erhält man

$$m_1 = c_{01}\,\frac{\pi d_1^3}{v}N^{1})$$

und folglich die Zahl der Zusammenstöße

$$z_1' = \varkappa_1 m_1 = \frac{n_1}{N}\,c_{01}\cdot\frac{\pi d_1^2}{v}N.$$

Wenn wir als n_1' die Zahl der Moleküle der ersten Art der Volumeneinheit bezeichnen, so ist

$$n_1 = n_1' v$$

und deshalb

$$z_1' = n_1' c_{01}\pi d_1^2. \qquad (6a)$$

Ebenso wenn wir n_2' die Zahl der Moleküle der zweiten Art der Volumeneinheit bezeichnen, erhalten wir

$$z_2' = n_2' c_{02}\pi d_2^2. \qquad (6b)$$

Und ebenso

$$z_1'' = n_2' c_0 \pi\left(\frac{d_1+d_2}{2}\right)^2, \qquad (6c)$$

dieses sind längst bekannte Ausdrücke derkinetischen Gastheorie.

Wenn die Gleichungen (4a, b, c) in die Gleichung (2) eingesetzt sind, erhalten wir

$$\varkappa_1^2 b_1 + \varkappa_2^2 b_2 + 2\varkappa_2\varkappa_1 b_3 = b. \qquad (7)$$

Diese Gleichung muß für die Gase stimmen, und wenn die Voraussetzungen, die der Gleichung (4) zugrunde liegen, richtig sind, so müssen auch die Flüssigkeiten dieser Gleichung gehorchen, ebenso Mischungen von Schüttstoffen.

Aus der Gleichung (7) erhält man

$$\varkappa_1(1-\varkappa_2)\,b_1 + \varkappa_2(1-\varkappa_1)\,b_2 + 2\varkappa_1\varkappa_2 b_3 = b$$

oder

$$\varkappa_1 b_1 + \varkappa_2 b_2 - \varkappa_1\varkappa_2(b_1+b_2-2b_3) = b.$$

Eine weitere Umformung gibt

$$1 - \frac{\varkappa_1\varkappa_2(b_1+b_2-2b_3)}{\varkappa_1 b_1+\varkappa_2 b_2} = \frac{b}{\varkappa_1 b_1+\varkappa_2 b_2}.$$

1) $v-b=v$ bei sehr großem Volumen.

Die Kontraktion c der Größe „b" ist

$$c = \frac{\varkappa_1\varkappa_2(b_1+b_2-2b_3)}{\varkappa_1 b_1+\varkappa_2 b_2} = \frac{\varkappa_1 B}{\frac{\varkappa_1}{\varkappa_2}+\frac{b_2}{b_1}} \qquad (8a)$$

worin B eine Konstante ist.

Bezeichnen wir mit

$P_1\,P_2$ — Gewichtsprozente der Komponenten,
$M_1\,M_2$ — Molekulargewicht der Komponenten,
$S_1\,S_2$ — Dichte von „b",

so ergibt sich

$$\frac{\varkappa_1}{\varkappa_2} = \frac{P_1}{P_2}\,\frac{M_2}{M_1},$$

$$\varkappa_1 = \frac{1}{\frac{M_1}{M_2}\,\frac{P_2}{P_1}+1},$$

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{M_2}{S_2}\cdot\frac{S_1}{M_1}$$

und folglich

$$c = \frac{B}{\left(\frac{P_1}{P_2}+\frac{S_1}{S_2}\right)\left(\frac{M_2}{M_1}+\frac{P_2}{P_1}\right)}. \qquad (8b)$$

Differenzieren wir die Gleichung (8a) nach „$\varkappa$", so erhalten wir das Maximum der Kontraktion bei

$$\frac{b_2}{b_1} = \left(\frac{\varkappa_1}{\varkappa_2}\right)^2, \qquad (9a)$$

oder

$$\frac{M_2}{M_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^2_{\max}\cdot\frac{S_1}{S_2}, \qquad (9b)$$

oder

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{\max} = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}\cdot\frac{S_2}{S_1}}. \qquad (9c)$$

Die Größe der Kontraktion von „b" bei Gasen ist dem Wesen nach positiv, wie folgende Überlegung zeigt

$$B = 1+\frac{b_2}{b_1}-2\frac{b_3}{b_1} = 1+\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^3-2\left(\frac{d_1+d_2}{2}\right)^3\cdot\frac{1}{d_1^3}$$

$$= \frac{3}{4}\left(1+\frac{d_2}{d_1}\right)\left(1-\frac{d_1}{d_2}\right)^2. \qquad (10)$$

Den Beweis dieses Satzes für Flüssigkeiten aufzustellen ist nicht möglich, da uns die Abhängigkeit zwischen b_1, b_2 und b_3 nicht bekannt ist.

Zur Bestimmung der Kontraktion der Schüttstoffe nahm ich zwei Größen des gewöhnlichen Bleischrotes. Der Diameter der ersten Art war mikrometrisch gemessen 4,03 mm, der zweiten Art — 2,38 mm.

Die Volummessung wurde in einem 200 cm³ Meßzylinder ausgeführt. Vollgefüllt gestattete er eine Genauigkeit von 0,5 cm³.

Bei der Mischung stellte es sich heraus, daß das Volumengewicht des Schrotes (g/cm³) bei schnellem Streuen in den Zylinder gleich ist

für die erste Art $\quad -6{,}682 \pm 0{,}108$
für die zweite Art $\quad -6{,}622 \pm 0{,}060$.

Bei langsamem Streuen mit beiden Händen gleichzeitig aus zwei Zylindern in den Meßzylinder, ergibt sich für die

erste Art $\quad -6{,}775 \pm 0{,}055$
zweite Art $\quad -6{,}830 \pm 0{,}033$

und schließlich bei langsamen Streuen und Schütteln für die

erste Art $\quad -6{,}764 \pm 0{,}066$
zweite Art $\quad -6{,}854 \pm 0{,}040$.

Die letztere Art des Füllens gab wenig abweichende Resultate und wurde daher stets bei meinen Versuchen benutzt.

Ich streute das Schrot wiederholt (etwa acht- bis zehnmal) in langsamen Strahlen gleichzeitig aus zwei 100 cm² Zylindern in den Meßzylinder, den ich endlich rüttelte, indem ich den aufrechtstehenden Meßzylinder im Laufe von 5 Minuten um seine Achse drehte, wobei ich seine Grundfläche an den Tisch andrückte.

Die Mengen des gemischten Schrotes (in Summe $\sim$ 1300 g) bestimmte ich auf der Wage. Dabei ergibt sich als Mittelwert für jeden Punkt der Kurve folgende Kontraktion

$P_1 =$	10	20	30	40	50	60	70	80	90 Proz.
$c =$	0,92	1,56	1,71	2,09	2,61	2,99	3,11	3,02	2,64 „ .

Hier bedeutet P_1 — die Gewichtsprozente der ersten Art
und c — die Kontraktion ausgedrückt in Prozenten des Volumens vor dem Mischen.

Hier ist das Maximum der Kontraktion bei 70 Proz. beobachtet.

Nach der Formel (9c) in Anbetracht dessen, daß für Schrot

$$\frac{M_1}{M_2} = \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^3$$

ist

$$\left(\frac{P_1}{P_2}\right)_{\max} = \sqrt{\left(\frac{4{,}03}{2{,}38}\right)^3 \cdot \frac{6{,}754}{6{,}854}} = 2{,}19,$$

woraus $p_1 = 68{,}6$ Proz., was mit dem Versuch übereinstimmt.

Bei Benutzung der Werte

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{6{,}764}{6{,}854} = 0{,}9869$$

und ebenso

$$\frac{M_1}{M_2} = \left(\frac{2{,}38}{4{,}08}\right)^3 = 0{,}206$$

und Benutzung des Wertes 3,11 Proz. zur Berechnung von B erhalten wir aus Formel (8b)

$$c = \frac{6{,}552}{\left(0{,}9869 + \frac{P_1}{P_2}\right)\left(0{,}206 + \frac{P_2}{P_1}\right)}.$$

Nach dieser Formel ist berechnet

$P_1 =$	10	20	30	40	50	60	70	80	90 Proz.
$c =$	0,65	1,26	1,83	2,32	2,74	3,02	3,11	2,88	2,07 „ .

Auf folgender Zeichnung (1) ist mit diesen berechneten Werten ausgezogene Kurve gezeichnet:

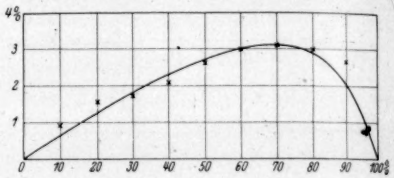


Fig. 1.

Hätten wir ein Gas, dessen Verhältnis zwischen den Diametern der Moleküle ebenso wie beim angewandten Schrot wäre, so würde für das Schrot nach der Gleichung (10) der Wert B gleich 20 sein, deshalb würden die Ordinaten der Kurve für die Kontraktion des Wertes „b" bei Gasen

$$\frac{20}{6{,}55} = 3{,}05$$

mal größer sein, als bei den entsprechenden „Schüttstoffen".

Es könnte scheinen, als ob bei Flüssigkeiten diese Beziehung kleiner oder jedenfalls nicht größer ist, aber der Versuch zeigt oft eine vollständige entgegengesetzte Erscheinung. Überhaupt stellt sich die Kontraktion der Flüssigkeiten aus der Kontraktion „b" und den Veränderungen des freien Raumes zusammen, wodurch die Sache erschwert wird, da es unbekannt ist, bei welchen Bedingungen diese Veränderungen das Maximum erreichen.

Jedoch die Erfolge der Theorie von Mc Leod, welcher die Viskosität der Mischungen aus der Größe der Kontraktion berechnet, erlauben anzunehmen, daß das Maximum der Kontraktion „b" und der Kontraktion des freien Raumes ganz nahe beieinander liegen, wenn sie nicht ganz zusammenfallen. Man hat aber in einigen Fällen eine Kontraktion beobachtet, die man nicht nur als Veränderung des freien Raumes erklären kann, sondern auch als Verkleinerung von „b", falls man die Moleküle als feste undeformierbare Kugeln ansieht (Form 8b und 10). Es ist aber nicht ganz so. Falls beim Zusammenstoß gleichnamiger Moleküle die Entfernung ihrer Zentren gleich dem Diameter der Moleküle „d", so ist es nicht unbedingt nötig, daß beim Zusammen-

stoß ungleichnamiger Moleküle die Entfernung $\frac{d_1 + d_2}{2}$ beträgt, diese Entfernung hängt von den Anziehungs- und Abstoßungskräften ab, deren Größe von der Größe der Kräfte beim Zusammenstoß gleichnamiger Moleküle verschieden sein wird. Deshalb wird der Wert b_3 im allgemeinen proportional dem Kubus dieser Entfernung, welche von den intramolekulären Kräften, die zwischen den Komponenten der Moleküle dieser Mischung wirken, abhängig ist. Mit anderen Worten nähern sich die Moleküle während des Zusammenstoßes ungleichnamiger Moleküle einander mehr oder auch weniger, als bei gleichnamigen und deshalb wird der Wert entsprechend dem Volumen des Grammoleküls einer derartigen „Verbindung" größer oder kleiner sein, als bei „Schüttstoffen" mit undeformierbaren Partikeln. Dies bedeutet nicht, daß wir es hier mit einer wirklichen Verbindung zu tun haben, denn das letztere setzt eine konstante Zusammensetzung voraus.

Falls im Fall einer positiven Kontraktion (wie z. B. die Mischung von Äthylalkohol und Wasser) diese Benennung vielleicht auch einen Sinn hat, da eine gewisse Anzahl weniger energischer Moleküle sich eine mehr oder weniger längere Zeit in verbundenem Zustande befinden, so verliert sie im Falle einer negativen Kontraktion völlig ihren Sinn. Deshalb kann der Wert

$$B = 1 + \frac{b_2}{b_1} - 2\frac{b_3}{b_1}$$

nicht nur größer als bei Schüttstoffen, sondern auch kleiner und sogar gleich Null oder negativ sein. Im letzteren Fall werden wir statt der Zusammenziehung eine Ausdehnung der Mischung haben. Außerdem bleiben in allen diesen Fällen die Bedingungen für das Optimum der Kontraktion (9a) bestehen, da es nicht von b_2 abhängig ist.

Als treffendes Beispiel für das Obengenannte ist die Lösung von *Na* in Quecksilber anzusehen. Die Kontraktion berechnet nach Versuchen[1]) (bei 15° C)

Gewichtsprozent des *Na*	1,02	5,08	11,5	27,1
c	5,653	19,062	19,157	13,907 Proz.[2]).

Für *Na*, als festen Körper, ist der freie Raum fast gleich Null. Für Quecksilber kann man den freien Raum nahezu als Differenz zwischen einem Volumen in flüssigem und festem Zustande betrachten, also = 4,47 Proz.

Deshalb wird der freie Raum, berechnet aus dem Volumen der Komponenten vor dem Mischen bei der entsprechenden Zusammensetzung, sein

3,92 2,56 1,59 0,72 Proz.

Die Kontraktion ist in diesem Falle um vieles größer als der freie Raum.

Bei 27,1 Proz. *Na* ist der freie Raum so klein, daß man seine Veränderung vernachlässigen und voraussetzen kann, daß alle 13,907 Proz. der Kontraktion des Wertes „b" angehören, deshalb kann man diesen Punkt zur Bestimmung von B benutzen.

Angenommen die Dichte des festen Quecksilbers zu 14,193 und die Dichte des Natriums zu 0,97115, erhalten wir

$$\frac{S_1}{S_2} = 0{,}068425\,.$$

Im Fall

		$\frac{M_1}{M_2}$	B
I	$Na_2 - Hg$	4,3609	43,064
II	$Na_3 - Hg_2$	5,8145	51,942
III	$Na - Hg$	8,7217	69,693
IV	$Na - Hg_2$	17,443	122,97

Wenn wir diese Konstanten in die Formel (8b) einsetzen, berechnen wir die entsprechenden Kurven

Gewichtsprozent *Na*		1,02	5,08	11,5	27,1
$c_{exper.}$		5,653	19,062	19,157	13,907
$c_{ber.}$	$Na_2 - Hg$	5,406	15,32	18,05	13,907
	$Na_3 - Hg_2$	6,425	17,4	19,4	13,907
	$Na - Hg$	8,38	20,9	21,4	13,907
	$Na - Hg_2$	13,63	28,0	24,7	13,907

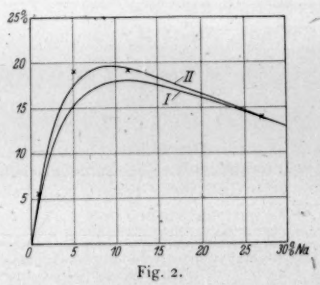


Fig. 2.

Auf vorstehender Zeichnung sind in Kurve I und II die am meisten dem Experimentalwerte sich annähernden Werte dargestellt (ausgezogene Kurven).

Abweichungen der Versuche von der Kurve können einerseits dem zugeschrieben werden, daß ein Teil der Kontraktion unzweifelhaft vom freien Raum verursacht ist, andererseits infolge von Ungenauigkeiten, welche bei der ersten Annäherung an solche Fragen unvermeidlich sind.

(Eingegangen 14. Oktober 1930.)

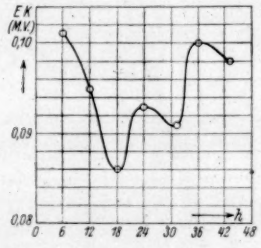
1) Chemiker-Kalender 1921. Prof. Dr. Walther Roth, I. Bd., 282 S.

2) Die Verkleinerung des Volumens, gerechnet in Prozenten des Volumens vor ihrer Mischung.

Über die Änderung der *EK* des Zinks bei thermischer Bearbeitung.

Von A. Schükarew und L. Wereschthagin.

Bei unserer früheren Arbeit „Über die Änderung der *EK* des Zinks unter der Einwirkung des Lichtes“[1]) haben wir oft beobachtet, daß die Zinkstäbchen, welche wir selbst im Dunkeln abgießen, sehr verschiedene anfängliche *EK* hatten. Um möglichst gleiche anfängliche *EK* unserer Stäbchen zu erhalten, unterwarfen wir sie nach Abgießen



eines dauernden Erhitzung bis 200°. Während dieser Erhitzung maßen wir die *EK* unserer Stäbchen nach je 6 Stunden. Erstaunlicherweise bekamen wir beigelegte Kurve der Änderung der *EK* des Zinks. Zwei Stäbchen gaben fast genau zusammenfallende Kurven, zwei andere gaben etwas abweichende Kurven, aber mit Minima an den gleichen Stellen.

1) Siehe diese Zeitschr. **31**, 590, 1930.

Charkow, August 1930, Chemisch-Techn. Institut.

(Eingegangen 2. Oktober 1930.)

Beschlüsse der Internationalen Elektrotechnischen Kommission (IEC) über Größen und Einheiten.

A. Magnetische Größen und Einheiten.

In Bellagio wurde 1927 vom Italienischen Komitee ein Vorschlag vorgelegt, eine Einheit des magnetischen Flusses Φ im praktischen oder Volt-Ampere-Ohm-System mit einem bestimmten Namen anzunehmen. Der Vorschlag wurde einem besonderen Unterausschuß des Beratenden Ausschusses Nr 1 (Benennungen) überwiesen, welcher den Namen „Unterausschuß für magnetische Einheiten“ erhielt und dem je ein Vertreter von sieben nationalen Ausschüssen zugeteilt wurde (Deutschland, Frankreich, Großbritannien, Holland, Italien, Rußland und U. S. Amerika). Im Verlauf der diesjährigen Beratungen[1]) wurden noch Vertreter von weiteren vier Ländern in den Unterausschuß aufgenommen, nämlich von Norwegen, Polen, Rumänien, Spanien. Zugleich wurden die Aufgaben des Unterausschusses erweitert und sein Name geändert in „Unterausschuß für elektrische und magnetische Einheiten und Größen“.

Der Unterausschuß beschloß, die *CGS*-Einheiten, die im Jahre 1900 in Paris angenommen worden waren, nachzuprüfen. Hierzu war zunächst nötig, daß über die grundlegenden Begriffsbestimmungen der magnetischen *CGS*-Einheiten, insbesondere über die magnetische Permeabilität μ, internationales Einverständnis herbeigeführt wurde, denn über diese Frage ergaben sich abweichende Meinungen in nahezu allen Ländern.

Es herrscht allgemeines Einverständnis, daß im Vakuum oder im leeren Raum eine gleichmäßige magnetisierende Kraft H eine gleichmäßige und ihr numerisch gleiche Dichte B des magnetischen Flusses erzeuge. Hieraus folgt, daß die Permeabilität μ_0 des Raumes oder das Verhältnis B/H im leeren Raum der Einheit gleich ist. Es ist indessen darüber gestritten worden, angenommen daß im leeren Raum eine magnetisierende Kraft $H = 20$ (beispielweise) auch ein $B = 20$ hervorbrächte, ob die Flußdichte B genau dieselbe physikalische Größe wie H sei oder ob H eine Größe B erzeugt, welche zwar der Zahl nach gleich, doch physikalisch von ihr verschieden sei.

Wenn H und B physikalisch gleicher Art sind, ist es nicht nur überflüssig, sondern sogar irreführend, sie verschieden zu benennen und ihnen verschiedene Einheiten zuzuordnen. Dieselbe Einheit Gauss, die man der einen Größe zuteilte, würde auch für die andere gelten. Wenn dagegen die Flußdichte B sich wesentlich von der magnetisierenden Kraft H unterscheidet, wird es nötig, verschiedene Namen für diese Größen aufzustellen, selbst wenn man sich über die absoluten Dimensionen von B und H nach Länge, Masse und Zeit nicht einigen kann.

Folgende Definitionen für die magnetischen Größen wurden aufgestellt. (Die Annahme durch die *IEC* unterliegt der sogenannten „Six-Months-Rule“, d. h. die einzelnen Länder haben sich innerhalb 6 Monaten zustimmend oder einsprechend zu erklären):

1. Magnetische Feldstärke: $H = 4\pi w\, I/\lambda$ und $H = F/m$, worin bedeuten: H die magnetische Feldstärke, w die Windungszahl, λ die Länge einer Spule, F die mechanische Kraft, die von dem magnetischen Feld auf eine magnetische Menge m ausgeübt wird.

2. Die magnetische Induktion B ist ein Vektor, der nach Größe und Richtung den Stand der gesamten Polarisation darstellt, die von dem magnetischen Feld herrührt.

3. Die Permeabilität μ in einem Punkt ist das Verhältnis der Induktion B zu dem magnetischen Feld H in diesem Punkt: $\mu = B/H$.

4. Die Formel $B = \mu_0 H$ stellt die physikalischen Beziehungen zwischen den magnetischen Größen im Vakuum dar; μ_0 ist eine Größe von physikalischen Dimensionen.

Für magnetische Stoffe wird diese Formel $B = \mu H$, worin μ dieselben Dimensionen wie μ_0 hat.

Die relative Permeabilität eines magnetischen Stoffes ist demnach eine dimensionslose Zahl, deren Wert durch μ/μ_0 angegeben wird.

5. Die magnetomotorische Kraft F ist das Linienintegral des magnetischen Feldes H: $F = \int H$.

6. Der magnetische Fluß Φ durch eine Fläche S ist das Integral der Induktion B durch diese Fläche: $\Phi = \int B\, dS$.

Bei der Tagung in Stockholm wurde für die Aufgaben der Elektrotechnik die Hypothese angenommen, daß B und H im leeren Raum verschiedene physikalische Dimensionen haben; infolgedessen

1) Vgl. ETZ 1930, S. 1350.

ist der Quotient μ_0, die Permeabilität des leeren Raumes, eine dimensionsbehaftete Größe und nicht bloß eine dimensionslose Zahl (im *CGS*-System). Ferner war man darüber einverstanden, daß das Verhältnis μ/μ_0 der absoluten Permeabilität eines magnetischen Stoffes wie Stahl zu der Permeabilität des leeren Raumes seine relative (bezogene) Permeabilität genannt und als reine Zahl angesehen werden sollte. Wenn wir demnach von Stahl sprechen, der bei einer bestimmten magnetisierenden Kraft eine absolute Permeabilität μ von beispielsweise 1000 hat, so ist dies eine dimensionsbehaftete Größe von denselben Dimensionen wie die Permeabilität des leeren Raumes μ_0. Wenn wir aber von seiner relativen (bezogenen) Permeabilität μ/μ_0 sprechen, die z. B. 1000 betragen möge, so meinen wir eine reine Zahl.

Namen für die magnetischen Einheiten des *CGS*-Systems.

Nachdem man sich über die Frage der Permeabilität geeinigt hatte, nahm der Unterausschuß folgende Namen für die magnetischen *CGS*-Einheiten an, entweder einstimmig oder mit großer Mehrheit:

Magnetomotorische Kraft F[1])	Einheit Gilbert,
magnetisierende Kraft H	Einheit Oersted,
magnetischer Fluß Φ	Einheit Maxwell,
magnetische Flußdichte, Induktion B	Einheit Gauss.

Das Dänische Komitee der IEC legte Wert darauf festzustellen, daß zwar der Name Oersted in Amerika für die Einheit des magnetischen Widerstandes benutzt, aber niemals international angenommen worden ist, und außerdem, daß Oersted sich mit dem magnetischen Widerstand nicht beschäftigt hat; vielmehr hat er das magnetische Feld des elektrischen Stromes entdeckt. Es wäre also richtiger, den Namen Oersted international für die Einheit der Feldstärke als für die des magnetischen Widerstandes zu wählen.

Die folgenden magnetischen Größen des *CGS*-Systems sind vorläufig noch ohne Namen: magnetischer Widerstand, spezifischer magnetischer Widerstand, magnetischer Leitwert und Leitvermögen (Permeabilität). Diese Größen bedürfen indes in der Elektrotechnik nicht dringend der Namen.

Name einer magnetischen Einheit im praktischen System (*VA Ω*).

Übereinstimmend mit einem Vorschlag, den das Italienische Komitee 1927 aufgestellt hatte, nahm der Unterausschuß eine praktische Einheit des magnetischen Flusses Φ mit dem Wert von 10^8 *CGS*-Einheiten an und gab ihr den Namen Pramaxwell. Die Vorsilbe Pra ist dabei als Abkürzung für „praktisch" anzusehen.

Auch stimmte man darin überein, daß die Vorsilbe Pra geeignet sei, um von den *CGS*-Einheiten entsprechende praktische Einheiten abzuleiten.

1) Nach früherer Entscheidung der IEC werden als Formelzeichen für die magnetischen Größen Rundschrift- oder andere von den gewöhnlichen abweichende Buchstaben benutzt. In Deutschland hat man dafür Fraktur- (sog. deutsche) Schrift benutzt, die seit einiger Zeit nur in dem Fall verwandt wird, wenn man die Vektoreigenschaft der Größe hervorheben will.

Im Französischen und Englischen schreibt man die Einheitsnamen mit kleinen Anfangsbuchstaben, im Deutschen dagegen mit großen.

Bei der Nachprüfung der Vorschläge des Unterausschusses durch den Beratenden Ausschuß für Benennungen wurde zwar der Name Pramaxwell entsprechend der gegebenen Definition als Einheitsgröße und -name angenommen, da keine Gefahr des Mißverständnisses und der Verwechslung besteht; aber es sei etwas anderes bei der Schöpfung und Benennung anderer praktischer magnetischer Einheiten nach den Einheiten der *CGS*-Reihe, wie das Pragilbert, Praörsted oder Pragauss. Der Grund liegt darin, daß heute mindestens drei verschiedene Systeme praktischer Einheiten bekannt sind, nämlich die von a) Maxwell, b) Giorgi und c) Dellinger, Bennet, Karapetoff und Mie. Ferner sind diese drei Systeme in neuerer Zeit „verbessert" worden, indem der Faktor 4π von der magnetomotorischen Kraft zum magnetischen Widerstand verschoben wurde. Auf diese Art könnte man mindestens zwei mögliche Werte für das Pragilbert, sechs für das Pragauss erhalten. Unter diesen Verhältnissen scheint es wünschenswert, sich für jetzt, soweit es sich um die Vorsilbe pra handelt, auf das Pramaxwell zu beschränken. Die Amperewindung ist natürlich eine praktische Einheit der magnetomotorischen Kraft, welche seit langem benutzt wird und frei von Zweifel ist.

B. Elektrische Größen[1]).

a) Blindgrößen. Die Einheit der Blindleistung wird var [Var] genannt [gebildet aus den Anfangsbuchstaben von Volt, Ampere, reaktiv]. Ähnlich kvarh [kVarh], gesprochen Kilovarheure [Kilovarstunde]. Der Name puissance réactive [Blindleistung] wird zunächst beibehalten.

b) Leistungsfaktor. Er wird für sinusförmigen Strom dargestellt durch $P/\sqrt{P^2+P_r^2}$ [deutsch $N/\sqrt{N^2+N_r^2}$], worin P [N] die ganze Nutzleistung, P_r [N_r] die ganze Blindleistung, algebraisch addiert, bedeuten.

c) Das Unterkomitee stellt sich für die nächste Tagung die Aufgabe, Vorschläge vorzubereiten für die Benennung der vorläufig „puissance réactive" genannten Größe P_r wie auch der Größe $\int P_r\,dt$; ferner Begriffsbestimmungen und Namen vorzuschlagen für die unwirksamen (non actives) Größen bei nichtsinusförmigem Strom allgemein zu bestimmen.

d) Für nichtsinusförmigen Strom gilt: Scheinleistung VI [deutsch UI]. Leistungsfaktor bei einphasigem Strom P/VI [deutsch N/UI].

C. Allgemeines.

a) Durch die Verwendung desselben Namens für wesensverschiedene physikalische Größen ist Verwirrung entstanden; es wird auf Gramm als Einheit der Masse und der Kraft hingewiesen. Das Unterkomitee wird diese Angelegenheit prüfen.

b) Einheit der Frequenz. Der deutsche Vorschlag, die Einheit der Frequenz Hertz zu benennen, fand nicht die nötige Unterstützung. Die Begründung war, daß die bisherige Bezeichnung p/s (Perioden je Sekunde) genüge und eine Änderung unnötig sei. Der Antrag von Deutschland wurde an das Unterkomitee zu weiterer Behandlung zurückverwiesen.

gez. Strecker.

1) Die in eckige Klammern gesetzten Bemerkungen gehören nicht zum Bericht über die Sitzung, sind vielmehr nur Hinweis für Deutschland.

BESPRECHUNGEN.

Handbuch der Astrophysik. Herausgegeben von G. Eberhard, A. Kohlschütter, H. Ludendorff. Bd. III. Erste Hälfte: Grundlagen der Astrophysik. Dritter Teil. Bearbeitet von E. A. Milne, A. Pannekoek, S. Rosseland, W. Westphal. Gr.-8°. X u. 473 S. Mit 44 Abb. Berlin 1930. J. Springer. RM 74.—, geb. RM 77.—.

Der dritte Band des Handbuches der Astrophysik enthält diejenigen Stoffgebiete, die in engster Beziehung zur Physik stehen: die Theorie der Lichtemission und -Absorption mit ihren Anwendungen auf die Himmelskörper, sowie die Theorie des Sternaufbaus. Das erste Kapitel, die „Wärmestrahlung" von W. Westphal in Berlin, gibt eine für den Astronomen bestimmte Darstellung der Strahlungsgesetze, der sich Abschnitte über Meßinstrumente und Meßmethoden, sowie über die Bestimmung der Strahlungskonstanten anschließen.

E. A. Milne in Oxford behandelt im zweiten Kapitel „Thermodynamics of the stars", ein willkommenes Seitenstück zu Eddingtons Buch über den inneren Aufbau der Sterne, wie ja Milne zugleich mit Eddington der erfolgreichste Forscher auf diesem Gebiet der theoretischen Astrophysik ist. Nach einer Darstellung der Strahlungstheorie in gedrängter Form und der Theorie des Strahlungsgleichgewichtes folgen die Anwendungen auf die äußeren Schichten eines Sternes, den Aufbau der polytropen Gaskugeln und den inneren Aufbau der Sterne. Ein kurzer Abschnitt über die totale Energie eines Sternes geht nur auf die Gravitation als Energiequelle ein. Die umstrittene Frage des Strahlungsgleichgewichtes eines rotierenden Sternes ist im Schlußabschnitt erörtert.

Das dritte Kapitel enthält — zum erstenmal in zusammenfassender Darstellung — „Die Ionisation in den Atmosphären der Himmelskörper" von A. Pannekoek in Amsterdam. Nach einer ausführlichen Behandlung der Theorie des Ionisationsgleichgewichtes folgt ein kurzer Abschnitt über den Aufbau der Sternatmosphären, in welchem auch eine Theorie der Absorptionslinien enthalten ist. Von besonderem Interesse sind die aufschlußreichen Anwendungen der Ionisationstheorie auf die Atmosphäre der Sonne und der Sterne. Hier sind auch die z. T. eigenen Untersuchungen des Verf. über die Berücksichtigung der Gravitation bei der Bestimmung der absoluten Helligkeit der Sterne gegeben.

Im letzten Kapitel des vorliegenden Teilbandes behandelt S. Rosseland in Oslo „The Principles of Quantum Theory". Die Darstellung baut sich auf der Wellenmechanik und Fermistatistik auf und enthält die Folgerungen für den Bau der Spektrallinien und Hinweise auf die verschiedenen neuerdings durch die Quantentheorie gedeuteten Effekte. Ein abschließender Abschnitt geht auf die noch ungeklärte Frage nach der Bedeutung des Wertes des Absorptionskoeffizienten ein, der beim Sternaufbau auf Grund des Strahlungsgleichgewichtes als „astronomischer" Wert anzunehmen ist.

In der noch ausstehenden zweiten Hälfte des Bandes III sollen Serien-, Multiplett- und Bandenspektren, sowie die Pulsationstheorie der Sterne behandelt werden. A. Kopff.

Berichtigung

zur Arbeit von L. Bewilogua: „Über die Genauigkeit von Interferenzmessungen in der Molekel mit Röntgen- und Kathodenstrahlen". Physik. Zeitschr. **32**, 114, 1931.

In Figur 1 auf S. 116 ist für Ψ' statt $\frac{1-\Phi}{u^2}$ irrtümlich $\frac{1-\Phi}{(u/\pi)^2}$ eingetragen worden; die Ψ'-Werte sind also um den Faktor π^2 zu groß. Da $\pi^2 \sim 10$, kann man für Ψ' den gleichen Maßstab wie für Φ verwenden, entgegen der Bemerkung im Text.

Tagesereignisse.

Fortschritte der Metallkunde und ihre Anwendungen auf Leichtmetalle, lautet das Verhandlungsthema der 36. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie E. V. Zu der Tagung die vom 25.—27. Mai 1931 in Wien stattfindet, liegen u. a. folgende Vortragsanmeldungen vor: G. Tamman, Göttingen: „Die Rekristallisation". R. Becker, Berlin-Wannsee: „Elektrische und magnetische Eigenschaften der Metalle". G. Sachs, Frankfurt a. M.: „Probleme der Metallkunde bei dem Aluminium und den Aluminiumlegierungen". G. Masing, Berlin-Siemensstadt: „Vergütung, Ausscheidungshärtung bei Legierungen". E. Schmid, Berlin-Dahlem: „Beiträge zur Physik und Metallographie des Magnesiums".

Die 5. Hauptversammlung der Dechema, Deutsche Gesellschaft für chemisches Apparatewesen E. V., findet am 28. und 29. Mai 1931 in Wien statt. Als Verhandlungsthema wurde „Trennen fester und flüssiger Stoffe" gewählt.

Ferienkurs in Spektroskopie, Interferometrie und Refraktometrie für Chemiker und Mediziner in Jena vom 5.—11. März 1931.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Graz Dr. A. Pongertz für Chemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Fr. Prokat für Aufbereitungskunde.

Ernannt: Der Privatdozent für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Alfred Reis zum a. o. Professor an derselben Hochschule, der Oberstudiendirektor Dr. Viktor Kommerell zum Honorarprofessor für Mathematik an der Universität Tübingen.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Heidelberg Geheimer Rat Dr. Philipp Lenard.

Gestorben: Der emeritierte ord. Professor der Theoretischen Physik an der Kgl. ungar. Universität Budapest Dr. Isidor Fröhlich, der frühere ord. Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Bergrat Dr. Alfred Stavenhagen, der frühere Lehrer der Physik an der Forsthochschule Hannover-Münden Professor Dr. Hermann Rohmann.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.